

Министерство образования и науки Российской Федерации

УДК 541.12:532.5; 533.6.011.8

ГРНТИ 30.51.25; 30.51.15

Инв. №

УТВЕРЖДЕНО:

Исполнитель:

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Уральский
федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н.Ельцина»

От имени Руководителя организации
Зам. Проректора по науке

_____/ А.О. Иванов /
М.П.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ

о выполнении 3 этапа Государственного контракта

№ П360 от 30 июля 2009 г. и Дополнению от 29 октября 2009 г. № 1/П360,
Дополнению от 05 апреля 2010 г. № 2/П360, Дополнению от 27 июля 2010 г. № 3,
Дополнению от 10 марта 2011 г. № 4

Исполнитель: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени
первого Президента России Б.Н.Ельцина»

Программа (мероприятие): Федеральная целевая программа «Научные и научно-
педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., в рамках реализации
мероприятия № 1.2.2 Проведение научных исследований научными группами под
руководством кандидатов наук.

Проект: Изучение тепломассопереноса в микро-и наноэлектромеханических системах с
целью разработки и создания недорогостоящих датчиков массового расхода жидкости и
газа

Руководитель проекта:

_____/Сажин Олег Владимирович
(подпись)

Екатеринбург
2011 г.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

по Государственному контракту ПЗ60 от 30 июля 2009г. на выполнение поисковых научно-исследовательских работ для государственных нужд

Организация-Исполнитель: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»

Руководитель темы:

кандидат физико-математических наук, без
ученого звания

подпись, дата

Сажин О.В.

Исполнители темы:

без ученой степени, без
ученого звания

подпись, дата

Кулев А.А.

без ученой степени, без
ученого звания

подпись, дата

Сычуглов Е.М.

без ученой степени, без
ученого звания

подпись, дата

Муфлиев Д.Т.

без ученой степени, без
ученого звания

подпись, дата

Беспалов А.А.

Соисполнители темы:

без ученой степени, без
ученого звания

подпись, дата

Первушин Ю.В.

РЕФЕРАТ

Отчет 200 с., 1 ч., 50 рис., 9 табл., 39 источн., 0 прил.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, ДАТЧИК РАСХОДА ЖИДКОСТИ, УРАВНЕНИЕ
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ, МЕТОД ПРЯМОГО СТАТИСТИЧЕСКОГО
МОДЕЛИРОВАНИЯ МОНТЕ-КАРЛО, МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 3 этапу Государственного контракта № ПЗ60 "Изучение тепломассопереноса в микро-и нанoeлектромеханических системах с целью разработки и создания недорогостоящих датчиков массового расхода жидкости и газа" (шифр "НК-100П") от 30 июля 2009 по направлению "Механика" в рамках мероприятия 1.2.2 "Проведение научных исследований научными группами под руководством кандидатов наук.", мероприятия 1.2 "Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук и кандидатов наук", направления 1 "Стимулирование закрепления молодежи в сфере науки, образования и высоких технологий" федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Целью работ по Государственному контракту является разработка и создание недорогостоящих микродатчиков массового расхода жидкости и газа на основе теоретических, численных и экспериментальных исследований тепломассопереноса в микро- и нанoeлектромеханических системах. Целью III этапа работ является разработка и создание недорогостоящего микродатчика расхода жидкости.

Для выполнения теоретических исследований III этапа работ по Государственному контракту применён метод прямого статистического моделирования Монте-Карло, метод конечных элементов и аналитический подход к решению дифференциального уравнения теплопроводности.

В экспериментальных исследованиях использованы методы и технологии микромеханики, в частности методы фотолитографии, анизотропного травления,

газофазного осаждения тонких пленок, вакуумного напыления металлов и др. Испытания созданного датчика расхода жидкости проводились с использованием апробированных экспериментальных методик и процедур, в частности дифференциального метода выделения полезного сигнала, методики измерения температуры образца по его электрическому сопротивлению, методики измерения объёмного расхода жидкости и др.

Для выполнения теоретических исследований III этапа работ использовались высокопроизводительные кластеры: вычислительный кластер Уральского государственного университета им. А.М. Горького и многопроцессорные системы НИВЦ МГУ, ИММ УрО РАН и университета Фессалии (Греция).

При выполнении экспериментальных исследований III этапа работ по Государственному контракту использовались комплекты оборудования для изготовления электронных приборов и обработки кремниевых пластин по технологии микромеханики, содержащих из 30 и 68 стандартных приборов, соответственно. В ходе работ создан и использован испытательный стенд для датчиков расхода жидкости. Все приборы своевременно проходят необходимую поверку и настройку.

Для получения информации о современном мировом уровне научно-технических разработок в исследуемой области науки и техники были использованы базы данных научной библиотеки Уральского государственного университета им. А.М. Горького и Уральского регионального центра информатизации, а также ресурсы открытых электронных научных библиотек.

В соответствии приложению № 2 «Детализированное Предложение о качестве поисковых научно-исследовательских работ» Государственного контракта № П 360 от 30 июля 2009г. и разделу № 3 «План проведения экспериментальных и теоретических исследований» Научно-технического отчёта о выполнении I этапа Государственного контракта основными результатами III этапа работ по Государственному контракту являются:

- аналитическая модель датчика расхода жидкости теплового типа;
- результаты компьютерного эксперимента «Обтекание тела сложной формы потоком жидкости в канале»;

- определение роли шероховатости поверхности в процессе массопереноса газа в микроканале;
- результаты исследования течения разреженного газа через тонкую щель при различном отношении давлений;
- сенсорное устройство (чувствительный элемент) для датчика расхода жидкости;
- опытный образец датчика расхода жидкости;
- результаты испытаний опытного образца датчика расхода жидкости;
- результаты оптимизации конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика расхода жидкости.

Областью практического применения датчиков расхода жидкости являются машиностроение, энергетика, транспорт, торговля, медицина, горное дело, строительство и др. В частности, созданный опытный образец датчик расхода жидкости разработан для контроля расхода воды в системе городского водоснабжения. В целом, полученные результаты работ по Государственному контракту важны для конструирования, производства и оптимизации датчиков расхода флюида и позволяют самостоятельно производить разработку и промышленное изготовление подобных датчиков, используя производственные мощности НПО Автоматики имени академика Н. А. Семихатова.

Научно-технический уровень выполненных работ, безусловно, не уступает современному мировому уровню, а по комплексности исследований и разработок опережает аналогичные работы. Полученные результаты выполненных работ полностью соответствуют поставленным целям и срокам реализации, указанным в Государственном контракте.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	10
1 АННОТИРОВАННАЯ СПРАВКА ПО НАУЧНЫМ РЕЗУЛЬТАТАМ НИР, ПОЛУЧЕННЫМ НА I И II ЭТАПЕ.....	12
1.1 I этап	12
1.2 II этап.....	16
2 АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ О ПРОВЕДЕНИИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ	20
2.1 АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ ТЕПЛОВОГО ТИПА.....	20
2.1.1 Введение	20
2.1.2 Постановка задачи.....	23
2.1.3 Основные результаты	25
2.1.4 Выводы	29
2.2 ОБТЕКАНИЕ ТЕЛА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ. КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ.	30
2.2.1 Введение	30
2.2.2 Постановка задачи	30
2.2.3 Основные результаты	31
2.2.4 Выводы.....	37
2.3 РОЛЬ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ В ПРОЦЕССЕ МАССОПЕРЕНОСА ГАЗА В МИКРОКАНАЛЕ.....	39
2.3.1 Введение	39
2.3.2 Течение газа в прямоугольном канале конечных размеров	39
2.3.3 Моделирование структуры поверхности и процедура расчёта.....	42
2.3.4 Основные результаты	43
2.3.5 Выводы.....	49
2.4 ТЕЧЕНИЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА ЧЕРЕЗ ТОНКУЮ ЩЕЛЬ ПРИ РАЗЛИЧНОМ ОТНОШЕНИИ ДАВЛЕНИЙ.....	51
2.4.1 Введение	51
2.4.2 Постановка задачи	54
2.4.3 Основные результаты	55
2.4.4 Выводы.....	61

3 АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ О ПРОВЕДЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ	63
3.1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОДХОД	63
3.2 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ КОНСТРУКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДАТЧИКА.....	70
3.2.1 Нагрев постоянным электрическим током	70
3.2.2 Импульсный нагрев	79
3.2.2.1 Нагрев тонкой мембраны	79
3.2.2.2 Нагрев толстой мембраны	81
3.2.3 Выводы.....	84
3.3 СОЗДАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ	85
3.3.1 Материал чувствительного элемента.....	85
3.3.2 Оборудование для формирования чувствительного элемента.....	86
3.3.3 Технология формирования чувствительного элемента	87
3.3.4 Основные характеристики	91
3.3.5 Выводы.....	93
3.4 ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ	94
3.4.1 Конструкция датчика массового расхода жидкости	94
3.4.2 Оборудование для изготовления датчика массового расхода жидкости	96
3.4.3 Технология изготовления датчика массового расхода жидкости.....	97
3.4.4 Выводы.....	100
3.5 ИСПЫТАНИЕ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ	101
3.5.1 Условия испытаний	101
3.5.2 Основные результаты	101
3.5.3 Выводы.....	106
3.6 ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДАТЧИКА.....	107
4 ОТЧЕТ ПО ОБОБЩЕНИЮ И ОЦЕНКЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ	110
4.1 МОДЕЛИ, МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ, ПОЗВОЛЯЮЩИЕ УВЕЛИЧИТЬ ОБЪЕМ ЗНАНИЙ ДЛЯ БОЛЕЕ ГЛУБОКОГО ПОНИМАНИЯ ИЗУЧАЕМОГО ПРЕДМЕТА ИССЛЕДОВАНИЯ НОВЫХ ЯВЛЕНИЙ, МЕХАНИЗМОВ ИЛИ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ	110
4.2 РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ НИР В РЕАЛЬНОМ СЕКТОРЕ ЭКОНОМИКИ	110

4.3 РАЗРАБОТКА РЕКОМЕНДАЦИЙ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ РЕЗУЛЬТАТОВ НИР ПРИ СОЗДАНИИ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ КУРСОВ.....	112
5 ПУБЛИКАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ НИР	113
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	195
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	198

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ

В настоящем отчете о НИР использованы ссылки на следующие стандарты:

ГОСТ 7.32-2001. Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу;

ГОСТ 15150-69. Машины, приборы и другие технические изделия. Исполнения для различных климатических районов. Категории, условия эксплуатации, хранения и транспортирования в части воздействия климатических факторов внешней среды;

ГОСТ 18725-83. Микросхемы интегральные. Общие технические условия.

ВВЕДЕНИЕ

Корректное измерение количества перемещаемой жидкости в системе, несомненно, представляет как практический, так и теоретический интерес. В теоретическом аспекте интерес прежде всего заключается в верификации разработанных физических моделей, практическое применение это - определение расхода воды в системах водоснабжения и охлаждения, регулирование течения технологических жидкостей, оценка количества переливаемого бензина на заправочных станциях и др.

Современной промышленностью выпускается достаточно много типов датчиков расхода жидкости (ДРЖ), основанных на различных физических принципах измерения. Датчики расхода жидкости широко используются в машиностроении, энергетике, транспорте, торговле, жилищно-коммунальном хозяйстве, медицине, горном деле, строительстве.

Датчики расхода жидкости теплового типа, общий принцип измерения которых основан на зависимости интенсивности конвективного переноса тепла от скорости течения жидкости, выделяются среди датчиков, основанных на других принципах измерения, рядом преимуществ, среди которых основные:

- высокая чувствительность;
- низкий уровень дрейфа выходного сигнала;
- отсутствие механически подвижных частей;
- высокая точность показаний;
- простота практической реализации;
- отсутствие прямого контакта чувствительного элемента с жидкостью.

В настоящее время быстрое развитие методов формирования микро и наномасштабных поверхностных структур с улучшенными эксплуатационными характеристиками значительно расширяет возможности для разработки новых конструкций датчиков расхода и область их практического применения. В частности, миниатюризация конструкции улучшает функциональные характеристики датчиков, существенно снижает стоимость их производства и потребляемую электроэнергию. Поэтому экспериментальные и теоретические исследования процесса тепломассопереноса в жидкости, обеспечивающие прогресс

в разработке и создании новых конструкций датчиков расхода жидкости на основе применения технологий формирования микро и наномасштабных поверхностных структур, достаточно актуальны.

Целью работ по Государственному контракту является разработка и создание недорогостоящих микродатчиков массового расхода жидкости и газа на основе теоретических, численных и экспериментальных исследований тепломассопереноса в микро- и нанoeлектромеханических системах. Целью III этапа работ является разработка и создание недорогостоящего микродатчика расхода жидкости.

Основанием для проведения поисковых научно-исследовательских работ, выполняемой в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы, мероприятия 1.2.2 «Проведение научных исследований научными группами под руководством кандидатов наук», является Государственный контракт № П 360 от «30» июля 2009 г.

Согласно приложению № 2 «Детализированное Предложение о качестве поисковых научно-исследовательских работ» Государственного контракта № П 360 от 30 июля 2009г. и раздела № 3 «План проведения экспериментальных и теоретических исследований» Научно-технического отчёта о выполнении I этапа Государственного контракта поисковыми научно-исследовательскими работами III этапа являются следующие виды работ:

1. Создание сенсорного устройства (чувствительного элемента) для датчика расхода жидкости;
2. Создание опытного образца датчика расхода жидкости;
3. Оптимизация конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика расхода жидкости.

Планируемые результаты работ по Государственному контракту соответствуют современному мировому уровню научно-технических разработок.

1 АННОТИРОВАННАЯ СПРАВКА ПО НАУЧНЫМ РЕЗУЛЬТАТАМ НИР, ПОЛУЧЕННЫМ НА I И II ЭТАПЕ

1.1 I ЭТАП

По оценкам ведущих мировых экспертов развитие направлений науки, техники и технологий, связанных с созданием, исследованием и использованием объектов с нано- и микроразмерными элементами, уже в ближайшие годы приведет к кардинальным изменениям во многих сферах человеческой деятельности - в материаловедении, энергетике, машиностроении, электротехнике, химии, медицине, сельском хозяйстве, экологии. В частности, микромасштаб устройств позволяет добиться невозможной для "макротехнологий" удельной мощности, например как для микротурбины и микронасоса.

С точки зрения физических процессов препятствий для миниатюризации нет - законы термодинамики инвариантны относительно размеров. Однако в настоящее время интерес представляют не возможности дальнейшей миниатюризации с использованием современных нанотехнологий, а новые свойства и эффекты, которые миниатюризация может внести в конструкции устройств с микро- и наноразмерными элементами. Для оценки реальной ситуации можно проанализировать программу одной из конференций, связанной с созданием, исследованиями и использованием объектов с микро- и наноразмерными элементами, например MEMS-2009 в Италии. На конференции было представлено более 300 работ по 11 секциям: наноэлектромеханические системы (НЭМС) были представлены в менее 10% работ, тогда как значительную долю (около 50%) составляли доклады по микроэлектромеханическим системам (МЭМС). Особое внимание следует обратить на долю докладов в области проектирования, производственных технологий и измерений. Суммарно их число составляло около 60% докладов. Таким образом, основной результат дальнейшего процесса миниатюризации заключается не в самом уменьшении геометрических размеров, а в повышении качественных характеристик на основе новых эффектов, косвенно связанных с малыми размерами устройств.

Новые задачи в проектировании и создании микро- и наноэлектромеханических устройств связаны с необходимостью расчета и

моделирования не только задач схемотехники и логики, но и совокупности проблем инженерной механики, процессов тепло- и массообмена, газо- и гидродинамики и др. - порознь или одновременно появляющихся в изделии.

Размеры микро- и нанoeлектромеханических систем являются причиной того, что эти устройства работают в режимах, которые существенно отличаются от режимов работы соответствующих макроскопических устройств. Проведение исчерпывающих натурных экспериментов на этапе проектирования устройств с наноразмерными элементами крайне затруднено и экономически невыгодно. Фактически необходимо создавать не менее сложную, нежели само устройство, контрольно-измерительную аппаратуру, например для контроля за потоками внутри микро- и нанoeлектромеханических систем. Поэтому зачастую процесс проектирования подобных систем является в большей степени эмпирическим. В связи с этим возникает острая необходимость проведения предварительного анализа с использованием методов численного моделирования соответствующих задач, в качестве основного результата которого следует назвать получение предварительных данных о характеристиках системы, моделирование рабочих режимов, выявление наиболее ответственных частей проекта, оптимизация системы по заданным параметрам, сравнение нескольких альтернативных конструкций и т.д.

Среди микро- и нанoeлектромеханических систем особое место занимают так называемые тепловые микродатчики потока, принцип действия которых основан на зависимости интенсивности конвективного переноса тепла от скорости движущейся среды (флюида).

Автомобильная промышленность является одним из основных потребителей тепловых микродатчиков потока. Например, микродатчик потока газа используется в системе электронного впрыска топлива для определения массового расхода воздуха, поступающего в цилиндры. По этим измерениям оценивается необходимое количество впрыскиваемого топлива. Наибольшее распространение в настоящее время получил измеритель массового расхода воздуха Bosch HFM, основным элементом которого является тепловой микродатчик потока, разработанный компанией Robert Bosch GmbH. К сожалению, сравнимого по эксплуатационным характеристикам и надёжности отечественного аналога этому

измерителю пока не существует, поэтому на отечественные автомобили семейства ВАЗ устанавливается Bosch HFM.

Другие области использования тепловых микродатчиков потока жидкостей и газов - химическая и электронная промышленности, медицина, космические приложения, кондиционирование и вентиляция, а также и другие отрасли. Тепловые микродатчики потока используются в интенсивно разрабатываемой в последнее время микросистеме общего анализа.

Цель работ по Государственному контракту - разработка и создание недорогостоящих микродатчиков массового расхода жидкости и газа на основе теоретических, численных и экспериментальных исследований тепломассопереноса в микро- и наноэлектромеханических системах. Целью I этапа работ является определение и обоснование оптимального варианта выполнения работ для решения проблемы на основе анализа состояния исследуемой проблемы и проведение теоретических исследований по тематике заявленной проблемы. Основное внимание при выполнении I этапа работ уделено каналам как важным компонентами микро- и наноэлектромеханических систем.

Результатами I этапа работ по Государственному контракту являются:

- аналитический обзор по тематике исследуемой проблемы, охватывающий 124 научных информационных источника, в том числе 83 источника за период 1998 – 2009 гг.;
- обоснование выбора варианта направления исследований как наиболее оптимального;
- план проведения экспериментальных и теоретических исследований по Государственному контракту;
- результаты дополнительных теоретических исследований, позволяющих повысить качество выполнения научно-исследовательской работы по Государственному контракту в целом и заключающихся в формулировке общих положений выбора оптимальных параметров моделирования для сведения погрешности вычисления массового расхода газа к наперёд заданным малым значениям при использовании метода прямого статистического моделирования Монте Карло;

- результаты теоретических исследований, основными из которых являются результаты расчёта массового расхода газа в микро- и наноразмерном канале как функции длины канала, данные о положении и глубине кнудсеновского минимума при истечении газа через канал конечной длины в вакуум и распределение макроскопических параметров состояния газа и линий тока как внутри канала так в областях выше и ниже по течению газа.

Актуальным представляется создание на основе полученных результатов программного комплекса для проектирования и оптимизации микро- и наноэлектромеханических систем, рассчитанного на рядового проектировщика, не требующего его участия в процессе реализации расчетных алгоритмов и позволяющего ему в кратчайшие сроки получить достоверный результат. В качестве основного результата применения программного комплекса следует назвать получение предварительных данных о характеристиках системы, моделирование рабочих режимов, выявление наиболее ответственных частей проекта, оптимизация системы по заданным параметрам, сравнение нескольких альтернативных конструкций и т.д.

Научно-технический уровень выполненной НИР на I этапе сопоставим с мировым, а по некоторым направлениям и комплексности исследований даже превосходит его. Полученные результаты исследований полностью соответствуют поставленным задачам и срокам реализации, указанным в Государственном контракте.

1.2 II ЭТАП

Изучение баз данных зарубежных патентов свидетельствуют о возросшем в последнее время интересе к разработке новых конструкций тепловых микродатчиков расхода, основанных на применении технологий формирования микро и наномасштабных поверхностных структур. Действительно, благодаря быстрому развитию методов формирования новых поверхностных микроструктур с улучшенными эксплуатационными характеристиками, достигнут значительный прогресс в большинстве критических промышленных технологиях как и в технологии производства микродатчиков. В частности, миниатюризация датчиков открыла новые возможности для их практического использования, существенно снизила стоимость их производства и потребляемую электроэнергию.

Основанием для проведения поисковых научно-исследовательских работ, выполняемой в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы, мероприятия 1.2.2 «Проведение научных исследований научными группами под руководством кандидатов наук», является Государственный контракт № П 360 от «30» июля 2009 г.

Целью работ по Государственному контракту является разработка и создание недорогостоящих микродатчиков массового расхода жидкости и газа на основе теоретических, численных и экспериментальных исследований тепломассопереноса в микро- и нанoeлектромеханических системах. Целью II этапа работ является разработка и создание недорогостоящего микродатчика массового расхода газа.

Согласно приложению № 2 «Детализированное Предложение о качестве поисковых научно-исследовательских работ» Государственного контракта № П 360 от 30 июля 2009г. и раздела № 3 «План проведения экспериментальных и теоретических исследований» Научно-технического отчёта о выполнении 1 этапа Государственного контракта поисковыми научно-исследовательскими работами 2 этапа выполнены следующие виды работ:

1. Создание сенсорного устройства (чувствительного элемента) для датчика массового расхода газа;
2. Создание опытного образца датчика массового расхода газа;

3. Оптимизация конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика массового расхода газа.

В соответствии тем же документам результатами II этапа работ по Государственному контракту являются:

- новая аналитическая модель датчика массового расхода газа;
- результаты исследования влияния рассеяния газа поверхностью и взаимодействия газовых молекул между собой на массовый расход газа через микроканал;
- чувствительный элемент для датчика массового расхода газа;
- опытный образец датчика массового расхода газа;
- результаты испытаний опытного образца датчика массового расхода газа;
- результаты оптимизация конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика массового расхода газа.

По результатам работ можно сформулировать следующие основные выводы:

- Разработанная аналитическая модель датчика массового расхода газа качественно описывает полученные в проекте экспериментальные результаты. Модель пригодна для проведения инженерных расчётов.
- Зависимость массового расхода газа от эффектов рассеяния газа поверхностью и взаимодействия газовых молекул между собой существенна. Проявление этих эффектов определяются степенью разреженности газа и отношением длины к высоте канала l/h . С увеличением величины l/h влияние обоих эффектов возрастает. Максимальное влияние эффекта рассеяния газа поверхностью наблюдается как в свобономолекулярном так и в переходном режиме течения газа в зависимости от величины l/h . Максимальное проявление эффекта взаимодействия газовых молекул между собой с увеличением l/h смещается в область более плотного газа.
- Конструкция и технология изготовления чувствительного элемента обеспечивает возможность массового производства, проведения всех последующих операций сборки в состав устройства и надёжной эксплуатации.

- Изготовленный опытный образец датчика массового расхода газа имеет габаритно-присоединительные размеры аналогичные датчикам массового расхода воздуха для автомобильных двигателей и характеристику преобразования, согласующуюся со всеми серийными датчиками с аналоговым выходным сигналом в виде напряжения.
- Полученные экспериментальные данные показали техническую возможность и пути реализации времяпролётного принципа измерений в датчике массового расхода воздуха. Испытания разработанного датчика как датчика калориметрического типа свидетельствуют о возможности высокоточных измерений массового расхода воздуха в диапазоне от 0 до 60 кг/ч. Применение разработанного датчика как датчика термоанемометрического типа существенно расширяет диапазон измеряемых величин массового расхода воздуха и позволяет получать надёжные данные о величине расхода.
- Проведённая оптимизация конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика массового расхода газа повысила точность и надёжность получаемых данных о скорости движения и массовом расходе воздуха.

В целом, полученные результаты важны для конструирования, производства и оптимизации датчиков массового расхода газа и позволяют самостоятельно производить разработку подобных датчиков.

Результаты выполненных работ II этапа по Государственному контракту могут быть внедрены в таких областях науки и техники как автомобильная, химическая и электронная промышленность, медицина, космические приложения и интенсивно разрабатываемая в последнее время микросистема общего анализа (μ TAS).

Разработанная аналитическая модель полезна для проектирования и оптимизации датчиков массового расхода флюида. Модель позволяет получить достоверные предварительные данные о характеристиках системы, рабочих режимах, наиболее ответственных частях проекта, а также производить оптимизацию системы по заданным параметрам, сравнение нескольких альтернативных конструкций и т.д.

Научно-технический уровень выполненных работ на II этапе, безусловно, не уступает современному мировому уровню, а по комплексности исследований и разработок опережает аналогичные работы. Полученные результаты выполненных

работ полностью соответствуют поставленным целям и срокам реализации, указанным в Государственном контракте.

2 АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ О ПРОВЕДЕНИИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1 АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ ТЕПЛОВОГО ТИПА

2.1.1 Введение

По принципу измерения датчики расхода теплового типа можно подразделить на три основные класса: времяпролётные, термоанемометрические и калориметрические [1;2]. В основу представляемой аналитической модели теплового датчика расхода жидкости положен наиболее распространённый термоанемометрический принцип измерения. Такой выбор обусловлен рядом преимуществ, среди которых можно выделить три основных. Во-первых, термоанемометрический принцип предпочтителен для диагностики больших массовых расходов флюида, такого как жидкость, в отличие от калориметрического принципа, который обычно используют для диагностики газовых потоков. Во-вторых, термоанемометрический принцип измерения достаточно прост для практической реализации. Времяпролётный и калориметрический принципы достаточно требовательны к топологии чувствительного элемента (сенсора). И в третьих, практическая реализация термоанемометрического принципа измерения обеспечивает необходимые требования по прочности сенсора. Например, сенсор калориметрического датчика расхода, выполненный в виде тонкой мембраны, не выдерживает возможные гидравлические удары.

В настоящее время термическая анемометрия один из самых распространённых экспериментальных методов измерения скорости течения и расхода флюида. Существует достаточно большое количество практических реализаций этого метода от проволочных термоанемометров до плёночных [3]. В частности, суть одной из практических реализаций заключается в определении динамики остывания электрически нагретого чувствительного элемента устройства вследствие процесса теплообмена с жидкостью, который в свою очередь существенным образом зависит от скорости течения жидкости. Так как электрическое сопротивление большинства материалов существенно зависит от

температуры, то для определения температуры чувствительного элемента измеряют его сопротивление.

Действительно, сопротивление резистора R_T при температуре T может быть представлено следующим выражением:

$$R_T = R_{T_0} [1 + \alpha(T - T_0)], \quad (2.1)$$

где α - температурный коэффициент сопротивления (ТКС), R_{T_0} - сопротивление резистора при температуре T_0 , соответствующей нормальным климатическим условиям (ГОСТ 15150-69). Таким образом, определив сопротивление резистора, абсолютное значение температуры T резистора можно получить из формулы

$$T = T_0 + \alpha^{-1} \left(\frac{R_T}{R_{T_0}} - 1 \right). \quad (2.2)$$

Термоанемометры могут работать в трёх модах: постоянной мощности, постоянной температуры и температурного баланса. Работа в первой из мод основана на нагреве термочувствительного резистора постоянной электрической мощностью и измерении его температуры. Характерное время измерительного процесса в этой моде (время отклика) определяется теплоёмкостью материала термочувствительного элемента и интенсивностью теплообмена с окружающей средой.

При работе во второй моде температура термочувствительного резистора поддерживается постоянной, а измеряется подводимая электрическая мощность, необходимая для постоянства температуры. В этой моде термоанемометры работают гораздо быстрее, чем в моде постоянной мощности.

Работа в третьей моде заключается в измерении температуры двух термочувствительных резисторов, расположенных ниже и выше по течению. Величины электрических мощностей, подводимых к каждому элементу для поддержания нулевой разницы температур элементов, зависят от массового расхода флюида.

Благодаря простоте реализации и высокому быстродействию, мода постоянной температуры более предпочтительна для организации измерений с использованием термоанемометрического принципа.

При движении жидкости теплообмен в основном происходит за счет теплопроводности и вынужденной конвекции, так называемый конвективный теплообмен. На практике одна из основных проблем изучения процесса теплообмена при движении жидкости заключается в корректном нахождении так называемого коэффициента теплоотдачи, который зависит от множества факторов. В частности, существенное влияние на эффективность теплоотдачи оказывает характер течения флюида, так как им определяется механизм переноса тепла. При ламинарном течении частицы флюида движутся не перемешиваясь, поэтому перенос тепла по нормали к направлению движения осуществляется путём теплопроводности. При турбулентном течении частицы флюида движутся неупорядоченно, направление и скорость движения отдельных частиц непрерывно меняется, а перенос тепла по нормали к направлению осреднённого движения осуществляется как за счёт теплопроводности, так и за счёт конвекции, при этом конвективный перенос тепла может существенно превышать передачу его путём теплопроводности. Таким образом, теплоотдача тем интенсивнее, чем более турбулентен поток флюида.

В целом, теплообмен при движении флюида является достаточно сложным процессом. Кроме режима течения, процесс теплообмена зависит от конфигурации и размера канала, в котором движется флюид, температуры и скорости флюида, физических параметров флюида таких как коэффициент теплопроводности, удельная теплоёмкость, плотность, коэффициент кинематической вязкости и др., а также от физических свойств материала чувствительного элемента.

Целью настоящего раздела работы является разработка достаточно простой, пригодной для инженерных расчётов, аналитической модели теплового датчика расхода жидкости, движущейся в цилиндрическом канале, которая бы показала принципиальную возможность создания такого устройства с использованием технологии формирования микроэлектромеханических систем (МЭМС-технологии) для контроля расхода воды.

2.1.2 Постановка задачи

Рассмотрим термочувствительный элемент (сенсор) в виде тонкого прямоугольного стержня, расположенного на поверхности цилиндрического канала внутреннего диаметра D , в котором движется жидкость со средней скоростью U (рис.2.1). Термочувствительный элемент, имеющий электрическое сопротивление R , нагревается постоянным электрическим током, для чего к его концам приложено напряжение V .

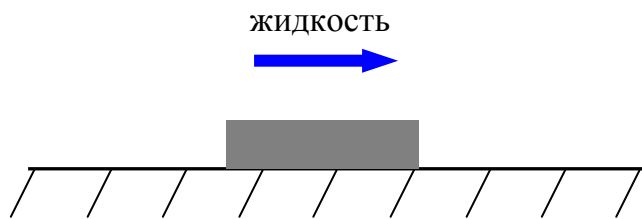


Рисунок 2.1 – Термочувствительный элемент на поверхности канала, в котором движется жидкость.

Для расчёта температурного поля в твёрдом теле $T=T(x,y,z,t)$ принято использовать уравнение теплопроводности [4], общий вид которого выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \nabla^2 T + \frac{q(x,y,z,t)}{\rho c} \quad (2.3)$$

где t – время, ρ , λ , c – плотность, коэффициент теплопроводности и удельная теплоёмкость вещества, соответственно, $q(x,y,z,t)$ – количество тепла, выделяемого или поглощаемого в единицу времени в единице объема.

Рассмотрим работу чувствительного элемента в режиме постоянной температуры, в которой температура элемента поддерживается постоянной, а измеряется подводимая электрическая мощность $P = V^2/R$, необходимая для постоянства температуры. Так как на практике обычно определяются среднеинтегральная температура чувствительного элемента, то нет необходимости подробно рассчитывать температурное поле в элементе. Поэтому будем считать температуру элемента однородной по объёму, т.е. не зависящей от координаты, и близкой по значению к среднеинтегральной. В этом случае уравнение

теплопроводности существенно упрощается и для термочувствительного элемента в целом выглядит следующим образом:

$$P - H(U) \cdot S \cdot (T - T_w) - J_s = 0 \quad (2.4)$$

где H - коэффициент теплоотдачи при теплообмене с жидкостью, который зависит от скорости движения жидкости U , S - площадь контакта термочувствительного элемента с жидкостью, T_w - температура жидкости, J_s - количества тепла, теряемое элементом в результате теплового контакта с подложкой в единицу времени.

Корректно рассчитать J_s довольно сложно в силу неопределённости теплового контакта между термочувствительным элементом и подложкой. На практике тепловой контакт с подложкой стараются минимизировать, используя при этом современные технологические методы и материалы [5-7].

С целью избежать необходимости определения J_s целесообразно использовать дифференциальный метод измерения. В этом случае необходимо разработать такую конфигурацию держателя чувствительных элементов, чтобы один термочувствительный элемент находился в потоке жидкости в канале, а второй аналогичный элемент - в практически неподвижной воде.

Для определения такой конфигурации держателя и его расположения в канале целесообразно использовать численный метод, например, такой как метод конечных элементов, реализованный в широко применяемом прикладном пакете ANSYS [8]. Компьютерный эксперимент с использованием ANSYS по определению необходимой конфигурации держателя будет представлен в следующем разделе.

Оба термочувствительных элемента должны обладать максимально приближенными к друг другу теплофизическими характеристиками, тогда в случае одинакового нагрева величина J_s для каждого элемента будет одинаковой. Таким образом, записав уравнение (2.4) для каждого элемента и выполнив вычитание получившихся уравнений, можно получить следующее выражение

$$\Delta P = P_1 - P_2 = [H(U) - H(U = 0)] \cdot S \cdot (T - T_w), \quad (2.5)$$

где P_1 и P_2 - электрические мощности, подводимые к термочувствительным элементам, находящимся в движущейся и неподвижной воде, соответственно. Как следует из этого выражения, определив зависимость коэффициента теплоотдачи H

от скорости жидкости U , можно рассчитать величину скорости и расхода жидкости.

2.1.3 Основные результаты

Для решения задачи теплообмена в полной постановке с целью определения коэффициента теплоотдачи H необходимо совместное решение уравнений неразрывности, движения (Навье-Стокса) и переноса энергии. Совместное решение этих уравнений представляет собой достаточно сложную задачу, поэтому для практических расчетов целесообразно воспользоваться методами теории подобия.

Уравнение подобия для процессов теплообмена при вынужденном движении флюида имеет вид

$$Nu = f(Re; Pr), \quad (2.6)$$

где Nu , Re и Pr – критерии подобия: числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля, соответственно.

При обтекании флюидом стержня с однородной температурой, находящегося на поверхности цилиндрического канала диаметром D , критериальное уравнение можно записать в виде системы уравнений для каждого из режимов течения следующим образом [9]:

$$Nu = \begin{cases} 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3} & \text{для ламинарного режима;} \\ \left(0.037 Re^{4/5} - A\right) Pr^{1/3} & \text{для смешанного режима;} \\ 0.037 Re^{4/5} Pr^{1/3} & \text{для турбулентного режима,} \end{cases} \quad (2.7)$$

где $A = 0.037 Re_{cr}^{4/5} - 0.664 Re_{cr}^{1/2}$, Re_{cr} - критическое число Рейнольдса.

Критерии подобия в этой системе уравнений запишем как:

$$\begin{cases} Nu = H L / \lambda_f; \\ Re = U D / \nu_f; \\ Pr = \nu_f / a_f, \end{cases} \quad (2.8)$$

где λ_f - коэффициент теплопроводности флюида; ν_f – его кинематическая вязкость, a_f - коэффициент температуропроводности, L – длина стержня.

Число Нуссельта, Nu является один из основных критериев подобия тепловых процессов, характеризующий соотношение между интенсивностью теплообмена за счёт конвекции и интенсивностью теплообмена за счёт теплопроводности.

Число Рейнольдса, Re - безразмерное соотношение, которое определяет режим течения флюида (ламинарный или турбулентный). Переход от ламинарного к турбулентному режиму течения происходит при достижении критического числа Рейнольдса Re_{cr} . При $Re < Re_{cr}$ течение происходит в ламинарном режиме, при $Re > Re_{cr}$ возможно возникновение турбулентности. Критическое значение числа Рейнольдса для течения флюида в цилиндрическом канале $Re_{cr} \approx 2300$. Развитый турбулентный режим устанавливается при значениях $Re > 1 \cdot 10^4$, а диапазон значений Re от $2 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^4$ соответствует смешанному режиму течения. Заметим что, так как стержень находится внутри канала, то коэффициент теплообмена зависит от гидродинамической картины течения флюида в канале, поэтому характерным размером при определении числа Рейнольдса Re целесообразно выбрать диаметр цилиндрического или высоту прямоугольного канала.

И, наконец, число Прандтля Pr - критерий подобия тепловых процессов в жидкостях и газах, учитывающий влияние физических свойств теплоносителя (флюида) на теплоотдачу.

Среднюю скорость течения флюида в цилиндрическом канале U можно связать с объёмным расходом жидкости Q через канал следующим образом

$$U = 4Q/(\pi D^2). \quad (2.9)$$

Теплофизические свойства воды - теплопроводность, кинематическая вязкость и температуропроводность зависят от её температуры. Коэффициенты, входящие в систему (2.8) можно рассчитать по следующим приближённым формулам:

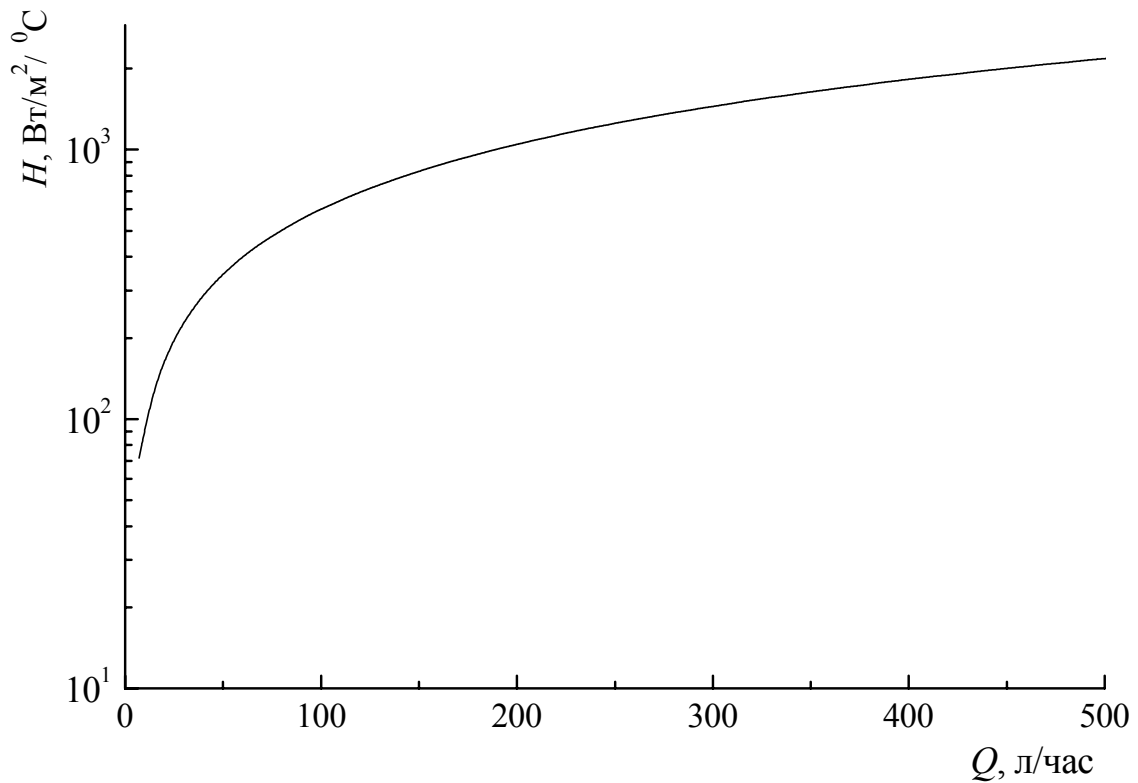


Рисунок 2.2 – Коэффициент теплоотдачи кремниевого термочувствительного элемента H при течении воды в трубе диаметром $D=2 \cdot 10^{-2}$ м как функция объёмного расхода Q при температуре воды 20°C .

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_w(T) = 0.553 \cdot (1 + 0.003 \cdot T) \text{ Вт/м}^\circ\text{C} \\ v_w(T) = \frac{1.78 \cdot 10^{-6}}{1 + 0.0337 \cdot T + 0.000221 \cdot T^2} \text{ м}^2/\text{с} , \\ a_w(T) = 1.32 \cdot 10^{-7} \cdot (1 + 0.003 \cdot T) \text{ м}^2/\text{с} \end{array} \right. \quad (2.10)$$

где температура T указана в градусах Цельсия $^\circ\text{C}$.

Выполним расчёт для датчика расхода воды, где в качестве первичного преобразователя используется кремниевый термочувствительный элемент размером $(0.7 \times 4000 \times 20) \cdot 10^{-6}$ м, созданный с использованием МЭМС-технологии. На рисунке 2.2 представлены результаты расчёта коэффициента теплоотдачи кремниевого элемента H при турбулентном течении воды в трубе диаметром $D=2 \cdot 10^{-2}$ м как функция объёмного расхода воды Q при температуре воды 20°C . Как следует из рисунка, с использованием данного термочувствительного элемента возможно разделять величины расхода воды в указанном диапазоне.

В инженерных расчётах, чтобы не слишком усложнять вычисления, часто используют приближённую формулу для нахождения коэффициента теплообмена

$$H = a + b\sqrt{U}, \quad (2.11)$$

где a и b – константы, определяемые из условия наилучшего согласования с данными конкретного

эксперимента. Подставляя эту формулу в уравнение (2.5) можно получить простую связь между разностью электрических мощностей, подводимых к термочувствительным элементам, находящимся в движущейся и неподвижной воде, и скоростью движения жидкости в виде

$$\Delta P = b\sqrt{U} \cdot S \cdot (T - T_w). \quad (2.12)$$

Так как чувствительный элемент работает в режиме постоянной температуры, в которой температура чувствительного элемента поддерживается постоянной, то учитывая связь (2.9), можно получить следующую простую зависимость

$$\Delta P = k \cdot \sqrt{Q}, \quad (2.13)$$

где k – параметр, который можно определить методом наименьших квадратов, обрабатывая экспериментальные данные. Анализируя систему уравнений (2.7), можно предположить, что наилучшее согласие с экспериментальными данными будет получено при использовании следующей зависимости

$$\Delta P = k \cdot Q^\gamma, \quad (2.14)$$

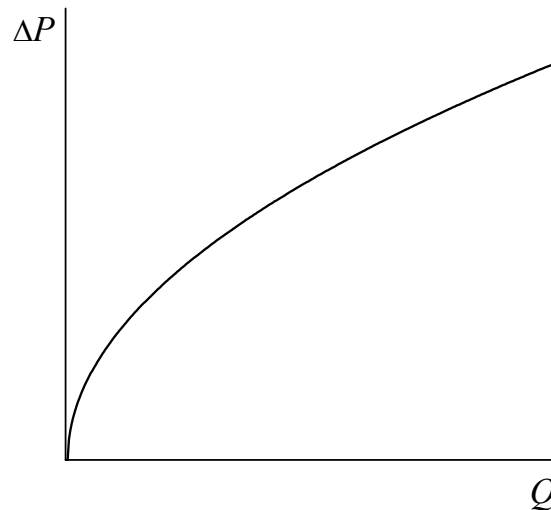


Рисунок 2.3 – Разность электрических мощностей ΔP , подводимых к термочувствительным элементам, находящимся в движущейся и стоячей воде, как функция объёмного расхода жидкости Q .

где параметр γ находится в интервале от $\frac{1}{2}$ до $\frac{4}{5}$. На рисунке 2.3 представлена качественная зависимость разности электрических мощностей, подводимых к термочувствительным элементам, находящимся в движущейся и неподвижной воде, от объёмного расхода жидкости. Рисунок наглядно демонстрирует принципиальную возможность контроля расхода воды с использованием представленного способа измерения.

Аналогичным образом из выражения (2.7) можно получить формулу для расчёта напряжения, которое необходимо приложить к термочувствительному элементу, находящемуся в потоке жидкости, для поддержания постоянной его температуры

$$V = \left(\alpha Q^{\gamma^*} + \beta \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.15)$$

где α и β – свободные параметры, а γ^* – величина, которая определяется при обработке экспериментальных данных методом наименьших квадратов с использованием в качестве аппроксимирующей функции зависимость (2.14).

2.1.4 Выводы

Предложена простая аналитическая модель теплового датчика расхода жидкости, пригодная для инженерных расчётов. На основе разработанной модели проведен расчёт разности электрических мощностей, подводимых к термочувствительным элементам, находящимся в движущейся и неподвижной воде, как функции объёмного расхода воды, а также уровень напряжения, которое необходимо приложить к термочувствительному элементу для постоянства его температуры в потоке жидкости. Показана принципиальная возможность создания датчика расхода жидкости с использованием технологии формирования микроэлектромеханических систем (МЭМС-технологии) для контроля расхода воды в необходимом диапазоне.

2.2 ОБТЕКАНИЕ ТЕЛА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ ПОТОКОМ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ. КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ.

2.2.1 Введение

Конфигурация течения жидкости в канале определяется не только стенками канала но и формой и расположением тела, находящегося внутри канала. В случае сложной формы обтекаемого тела для расчёта течения жидкости в канале целесообразно использовать численные методы, основанные на построении деформируемых расчётных сеток. В настоящее время широкое распространение получил прикладной пакет ANSYS, реализующий метод конечных элементов. В частности, программный модуль ANSYS FLUENT имеет широкий спектр возможностей моделирования течений жидкостей и газов, принимая во внимание множество факторов, таких как сложная геометрическая форма, режим течения, интенсивность теплообмена и химические реакции на поверхности и др.

В настоящем проекте основной целью является: рассчитать для практической реализации дифференциального метода измерения такую конфигурацию держателя чувствительных элементов и его расположения в канале, чтобы один термочувствительный элемент находился в потоке жидкости, а второй аналогичный элемент - в практически неподвижной воде. С этой целью с использованием пакета ANSYS выполнен компьютерный эксперимент, моделирующий обтекание тела сложной формы потоком жидкости в канале.

2.2.2 Постановка задачи

Выбор параметров компьютерного эксперимента по моделированию течения жидкости в канале производился в соответствии с параметрами планируемого реального физического эксперимента по контролю расхода воды в системе городского водоснабжения.

В частности, неварьируемыми параметрами компьютерного эксперимента являются:

- параметры моделируемой жидкости соответствуют физическими параметрам воды;

- в качестве канала выбрана цилиндрическая труба длиной 0.3м и диаметром 0.025м, держатель с чувствительными элементами располагается в центре трубы;
- расчеты проводились в случае двуменной постановки задачи;
- накладываемая на модель конечноэлементная сетка содержала не менее 80000 элементов типа FLOTRAN 141;
- температура нагревателей превышала температуру жидкости в набегающем потоке на 10 К (температура жикости 293 К);
- при моделировании учитывался теплообмен со стальным держателем, при наличии разделения чувствительного элемента от держателя текстолитовой платой толщиной 1,5мм и слоем клея 0,15мм;
- держатель предусматривает установку двух чувствительный элементов: один в потоке жидкости, второй в контакте с практически неподвижной жидкостью.
- чувствительный элемент является одновременно нагревателем и измерителем; обеспечение постоянства зависимого от температуры сопротивления нагревателя позволяет поддерживать его температуру неизменной.

Варьируемые параметры компьютерного эксперимента следующие:

- средняя скорость течения жидкости по трубе;
- конфигурация держателя;
- расположение чувствительных элементов на поверхности держателя.

Ожидаемыми результатами моделирования являются:

- конфигурация держателя, обеспечивающая реализацию дифференциального метода измерения расхода жидкости;
- распределение скорости, давления и температуры жидкости в области обтекания держателя;
- оптимальный угол наклона держателя относительно направления набегающего потока жидкости.

2.2.3 Основные результаты

На рисунке 2.4 представлена конфигурация держателя, предложенная согласно основной цели компьютерного эксперимента. На верхней поверхности

держателя располагается первый чувствительный элемент, в то время как второй расположен в полости. Держатель лишен острых выступающих углов, чтобы минимально возмущать течение жидкости в канале. Как видно из рисунка, предварительные расчёты показали, что скорость потока жидкости внутри полости мала по сравнению со скоростью набегающего потока.

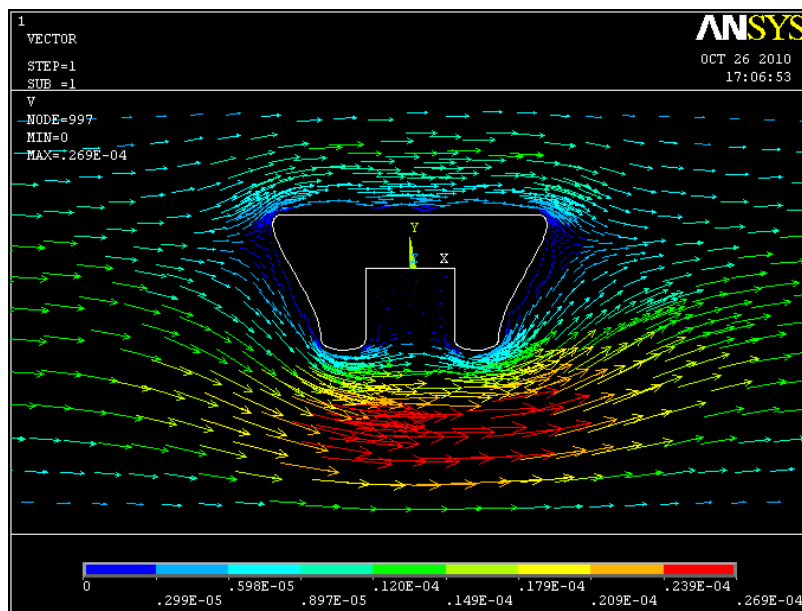


Рисунок 2.4 – Поперечное сечение держателя, находящегося в канале с движущейся жидкостью. Длина и цвет стрелок отражают локальную величину скорости жидкости.

Первая серия экспериментов была нацелена на исследование распределения скорости жидкости в области держателя при изменении средней скорости потока жидкости в канале. Моделировались следующие случаи течения: средняя скорость жидкости в канале равна 1×10^{-5} , 1×10^{-4} , 1×10^{-3} , 1×10^{-2} и 1×10^{-1} м/с. Последняя величина скорости соответствует режиму течения при числе Рейнольдса $Re \approx 2000$. Результаты представлены на рисунке 2.5.

На Рисунке 2.6 представлено распределение температуры жидкости в области обтекания держателя. Как и ожидалось, интенсивность теплопереноса возрастает с увеличением скорости жидкости. Действительно, из рисунка видно, температурное поле у поверхности нагревателя изменяется согласно величине и направлению потока жидкости.

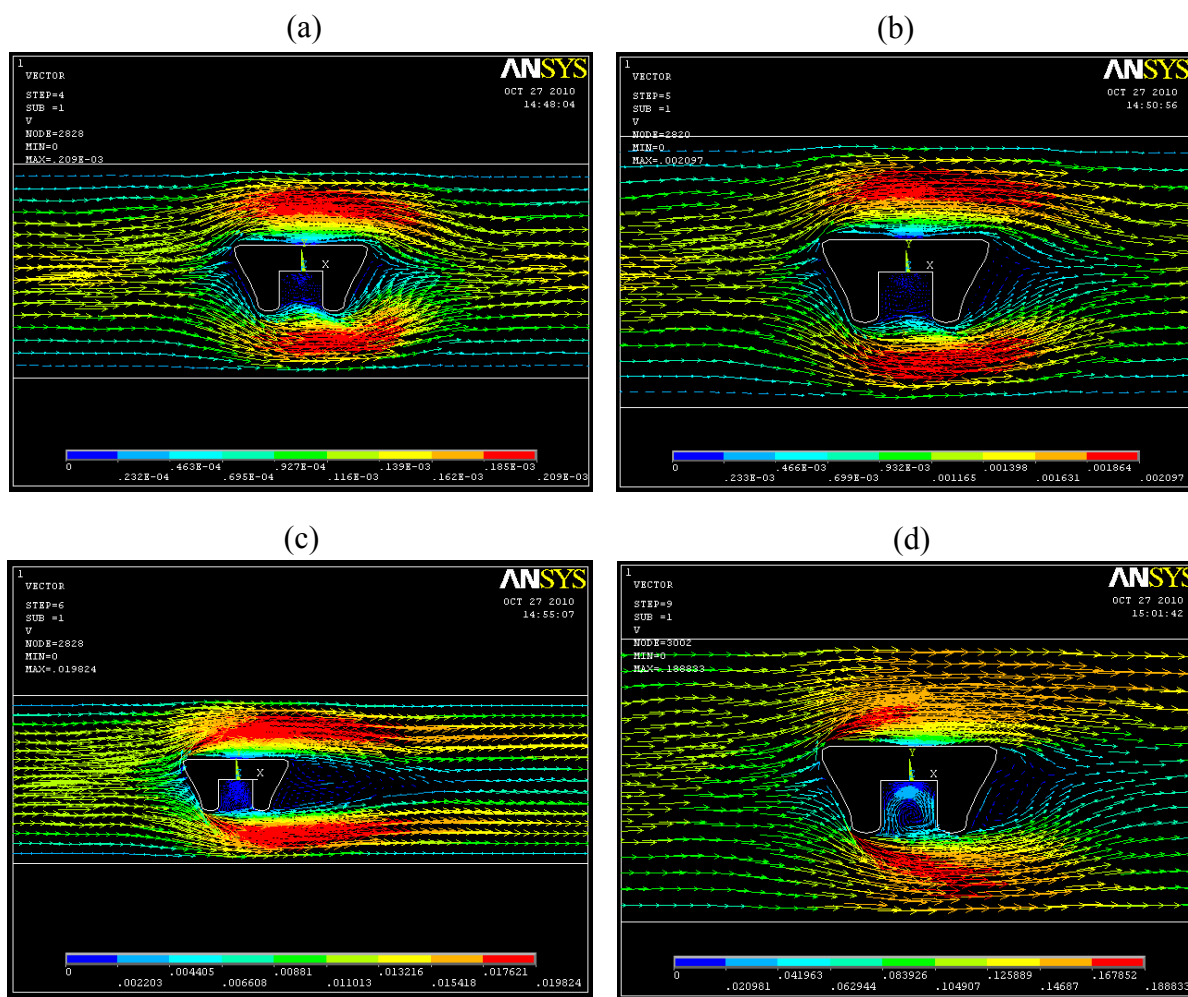


Рисунок 2.5 – Распределение скорости жидкости в области обтекания держателя.

Средняя скорость течения жидкости по трубе:
 (a) 1×10^{-4} м/с; (b) 1×10^{-3} м/с; (c) 1×10^{-2} м/с; (d) 1×10^{-1} м/с.

Как показала данная серия расчетов, для всех значений средней скорости жидкости в канале величина скорости жидкости вблизи первого элемента значительно выше, чем вблизи второго, расположенного в полости. Поэтому в данном случае жидкость в полости можно считать практически неподвижной. Таким образом, предложенная форма держателя позволяет реализацию дифференциального метода измерения расхода жидкости.

Как видно из рисунка, в полости можно наблюдать как слабую, так достаточно заметную циркуляцию жидкости. Слабая циркуляция необходима, т.к. обеспечивает отвод выделяемого на втором элементе тепла и поддержание температуры жидкости в полости, близкой к температуре жидкости в набегающем потоке. Однако, с увеличением средней скорости потока циркуляция жидкости уже не является слабой, т.к. возникают заметные потоки, что может приводить к

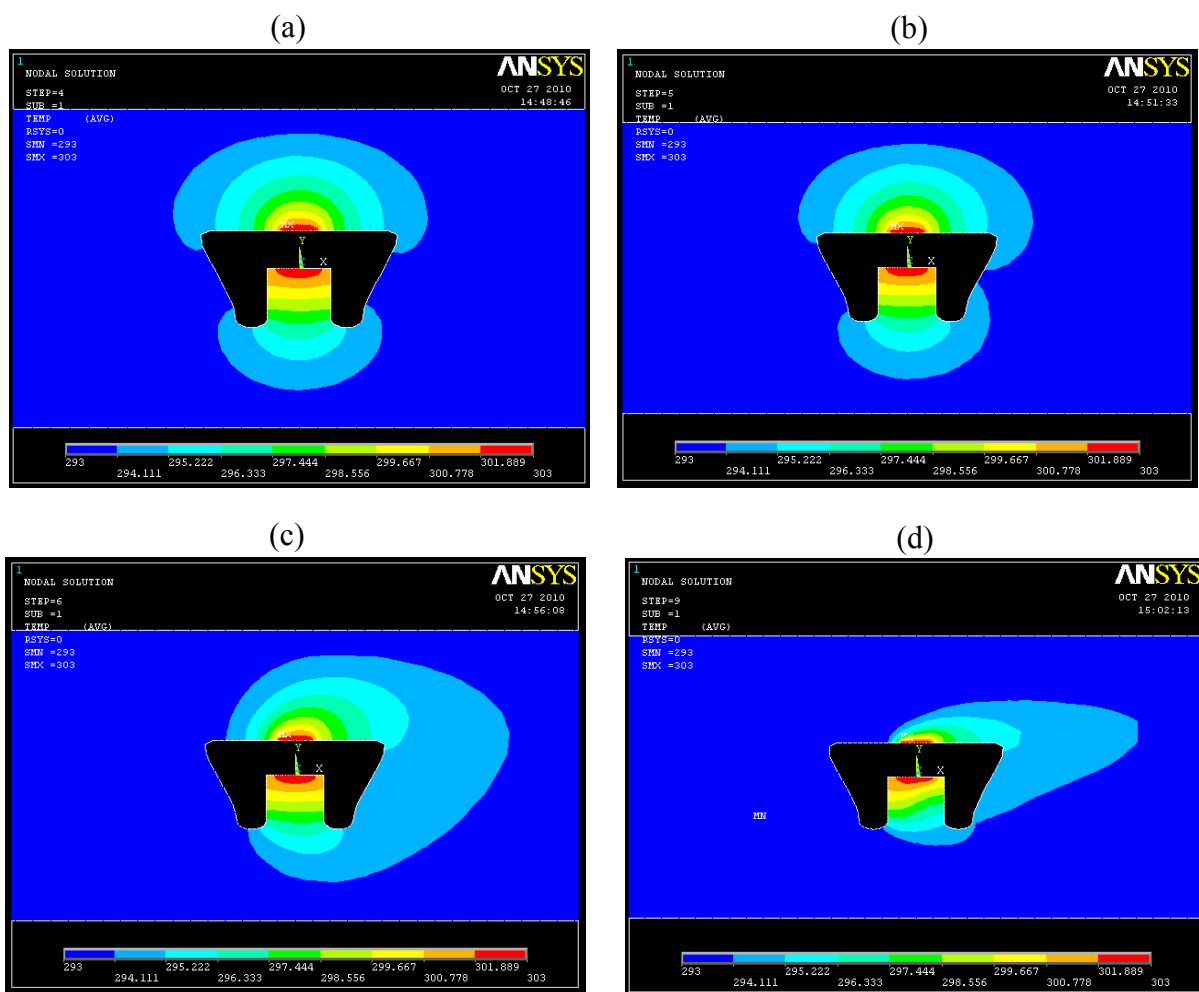


Рисунок 2.6 – Распределение температуры жидкости в области обтекания держателя.

Средняя скорость течения жидкости по трубе:
 (a) 1×10^{-4} м/с; (b) 1×10^{-3} м/с; (c) 1×10^{-2} м/с; (d) 1×10^{-1} м/с.

некорректному применению дифференциального метода измерения. Это факт накладывает ограничение на максимальную величину диапазона измеряемого расхода жидкости. Существенно уменьшить интенсивность циркуляции жидкости в полости можно путём расположения держателя под некоторым углом к набегающему потоку.

Для определения оптимального угла наклона держателя относительно направления набегающего потока жидкости была проведена вторая серия компьютерных экспериментов. В качестве примера на рисунке 2.7 представлено распределение скорости (a) и температуры (b) жидкости в случае обтекания держателя, расположенного под углом 20° к направлению набегающего со скоростью 1×10^{-2} м/с потока жидкости.

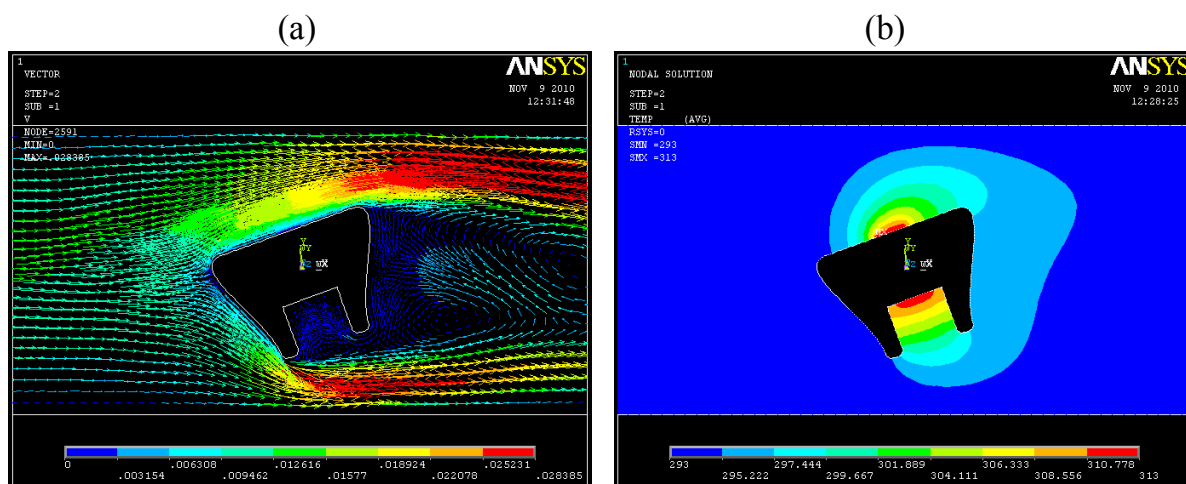


Рисунок 2.7 – Распределение скорости (а) и температуры (б) жидкости вблизи держателя, расположенного под углом 20° к направлению набегающего со скоростью 1×10^{-2} м/с потока жидкости.

Как следует из рисунка, поворот держателя относительно направления набегающего потока жидкости уменьшает интенсивность циркуляции жидкости в полости и увеличивает скорость течения жидкости вблизи первого элемента.

Таблица 2.1. Скорость движения жидкости в 10^{-2} м/с у поверхности чувствительного элемента в зависимости от расстояния d от поверхности и угла отклонения α по отношению к оси трубы. Данные получены для средней скорости жидкости в трубе 1×10^{-2} м/с.

α , град \ d , м	0,00025	0,0005	0,00075	0,001	0,00125	0,0015	0,00175	0,002
0	0,16	0,34	0,54	0,75	0,97	1,18	1,38	1,56
5	0,24	0,52	0,77	1,00	1,19	1,37	1,52	1,65
10	0,32	0,62	0,89	1,12	1,32	1,48	1,61	1,72
15	0,37	0,69	0,96	1,19	1,38	1,53	1,64	1,73
20	0,41	0,74	1,01	1,23	1,41	1,55	1,65	1,72
25	0,44	0,79	1,07	1,27	1,43	1,54	1,61	1,66

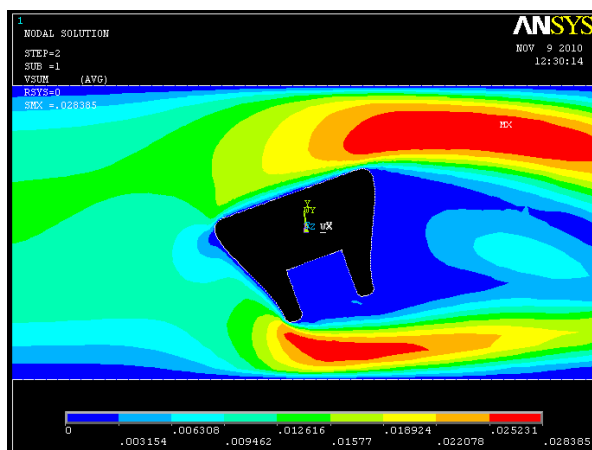
При моделировании вычислялась скорость течения жидкости на разных расстояниях d от поверхности как у первого элемента, так и у второго чувствительного элемента. В таблице 2.1 представлены значения скорости движения жидкости в 10^{-2} м/с у поверхности первого чувствительного элемента в зависимости от расстояния от поверхности d и угла отклонения α по отношению к оси канала. Отношения скорости течения жидкости у первого элемента к скорости жидкости у второго представлены в таблице 2.2. Данные получены для средней скорости жидкости в трубе 1×10^{-2} м/с.

Таблица 2.2. Отношение скорости течения жидкости у певого элемента к скорости жидкости у второго. Скорость набегающего потока равна 1×10^{-2} м/с.

$d, \text{ м}$ $\alpha, \text{ град}$	0,00025	0,0005	0,00075	0,001	0,00125	0,0015	0,00175	0,002
0	12	14	15	17	17	18	18	18
5	20	24	24	24	23	22	21	19
10	39	40	40	37	34	31	28	25
15	78	74	68	61	53	46	39	33
20	198	168	139	114	93	75	60	48
25	366	306	253	197	146	107	80	60

По данным представленным в таблицах видно, что с увеличением угла наклона держателя быстро растет скорость жидкости вблизи первого элемента и медленно уменьшается вблизи второго. Можно ожидать существенного улучшения характеристик датчика расхода жидкости при углах поворота держателя α порядка $20\text{-}25^\circ$.

Конфигурация 1



Конфигурация 2

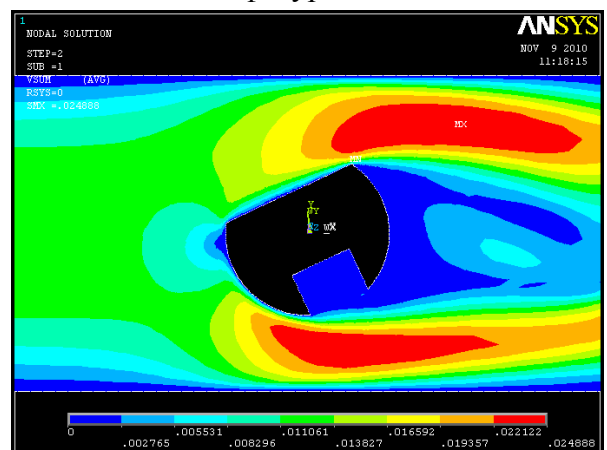


Рисунок 2.8 – Распределение скорости жидкости вблизи держателей различной конфигурации. Держатели расположены под углом 20° к направлению набегающего со скоростью 1×10^{-2} м/с потоку жидкости.

После определения общей формы держателя и оптимального угла наклона целесообразно рассмотреть, как ведут себя в потоке жидкости держатели различных конфигураций. Для этого была проведена еще одна серия экспериментов для различных конфигураций держателя при одинаковых

параметрах моделирования, в частности при средней скорости потока 1×10^{-2} м/с и угле наклона держателя 20° .

После окончания данной серии были выбраны две конфигурации держателя. Первая конфигурация выбрана по наилучшим характеристикам в компьютерных экспериментах, вторая - из соображений простоты изготовления. На рисунке 2.8 представлено распределение скорости жидкости вблизи держателей этих двух конфигураций.

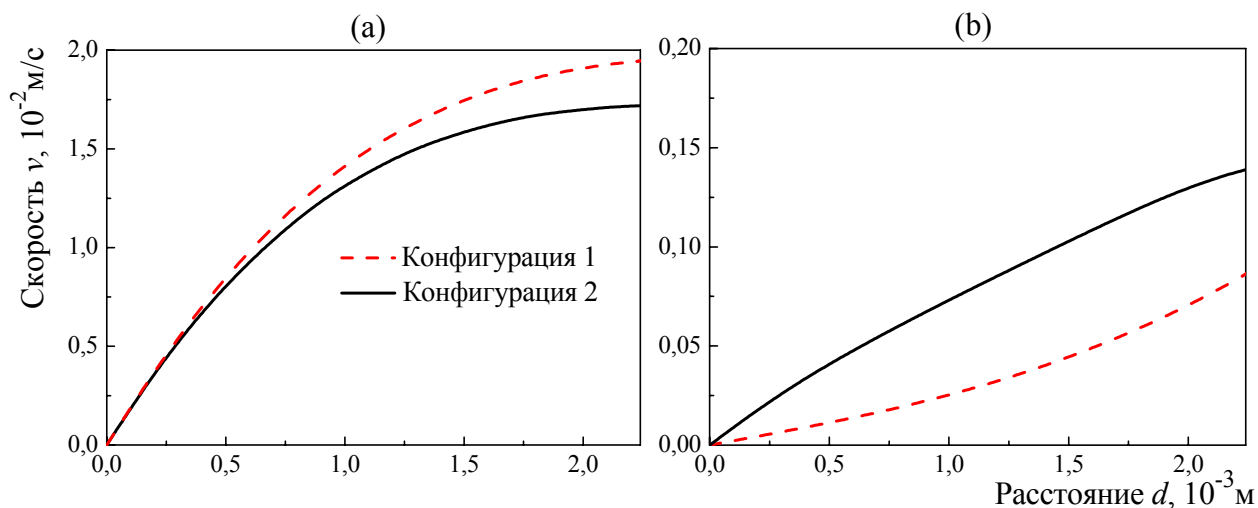


Рисунок 2.9 (а;б) – Скорость движения жидкости v у поверхности первого (а) и второго (б) чувствительного элемента как функция расстояния d от поверхности в случае угла отклонения по отношению к оси трубы 20° и средней скорости жидкости в трубе 1×10^{-2} м/с.

Скорость движения жидкости v у поверхности первого (а) и второго (б) чувствительного элемента как функция расстояния d от поверхности в случае угла отклонения по отношению к оси трубы 20° и средней скорости жидкости в трубе 1×10^{-2} м/с представлена на рисунке 2.9 для двух вышеупомянутых конфигураций держателя. Как следует из рисунков 2.8 и 2.9, держатель более простой формы (Конфигурация 2) также вполне пригоден для реализации дифференциального метода измерения расхода жидкости.

2.2.1 Выводы

Основными выводами являются:

- получены распределение скорости, давления и температуры жидкости в области обтекания держателя в зависимости от скорости набегающего

потока, угла наклона держателя относительно направления потока и конфигурации держателя;

- оптимальный угол наклона держателя относительно направления набегающего потока жидкости составляет 20-25°;
- для реализации дифференциального метода измерения расхода жидкости предложены две конфигурации держателя. Первая конфигурация выбрана по наилучшим характеристикам в компьютерных экспериментах, вторая - из соображений простоты изготовления.

2.3 РОЛЬ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ В ПРОЦЕССЕ МАССОПЕРЕНОСА ГАЗА В МИКРОКАНАЛЕ

2.3.1 Введение

Современное состояние теоретического исследования взаимодействия газов с поверхностью твёрдых тел не может обходиться без представлений о реальной структуре поверхности. Предположение о гладкой поверхности приводит к ряду физически необоснованных понятий, таких, как “сверхдиффузное” рассеяние и коэффициент обратного отражения [10]. С другой стороны, чрезвычайно сложно аналитически получить закон рассеяния от некой гладкой поверхности, который включал бы в себя также параметры, характеризующие микроскопическую структуру поверхности. По-видимому, обоснованным является подход, который рассматривал бы отражение газовых молекул от гладкой поверхности отдельных элементов структуры, моделирующей шероховатость реальной поверхности.

Эффект влияния шероховатости на свободномолекулярное течение газа в цилиндрических каналах впервые достаточно исследован в работе [11] путём постановки эксперимента на каналах с различной обработкой поверхности, а также численного моделирования задачи методом Монте-Карло. К сожалению, цилиндрическая геометрия канала не позволяет экспериментатору непосредственно в ходе эксперимента контролировать структуру и химический состав поверхности. Прямоугольная форма канала имеет то неопределимое с точки зрения эксперимента преимущество, что позволяет контролируемо менять как геометрию канала, так и свойства поверхности. При наличии такого контроля становится возможным связать изменяющиеся условия на поверхности с макроскопическими характеристиками течения, что, в свою очередь, позволяет проверить адекватность модельных представлений и получить из сравнения теории с экспериментом параметры межфазного взаимодействия «газ - твёрдое тело».

2.3.2 Течение газа в прямоугольном канале конечных размеров

Объёмный изотермический поток газа через канал при единичном перепаде давления на концах канала в свободномолекулярном режиме равен:

$$Q = \frac{l}{4} \cdot W \cdot S \cdot v_t, \quad (2.16)$$

где W - вероятность прохождения канала, S – площадь входного сечения канала, v_t – средняя тепловая скорость молекул газа. Величина W учитывает влияние геометрии канала, структуры и природы поверхности на поток газа в канале, поэтому теоретические и экспериментальные результаты по свободномолекулярному течению газа в каналах обычно представляют в терминах вероятности прохождения W .

На рисунке 2.10 представлена геометрия канала. Параметры l , b , h , соответственно - длина, ширина и высота канала. Для решения задачи в общем виде использовались относительные характеристики канала: $L=l/h$ - относительная длина и $B=b/h$ - относительная ширина.

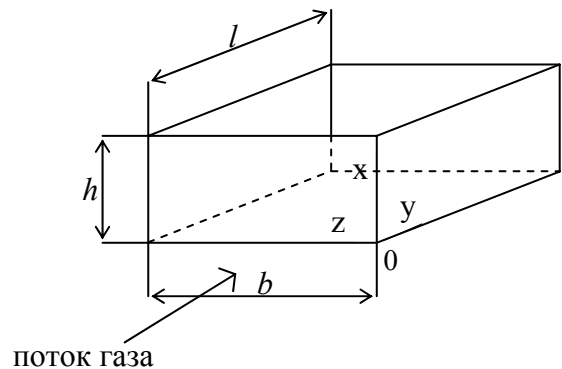


Рисунок 2.10 – Геометрия канала.

В данной работе для расчёта вероятности прохождения без столкновения с поверхностью W_0 и

общей вероятности прохождения W_2 прямоугольного гладкого канала с произвольной длиной L и шириной B использован метод пробной частицы Монте-Карло (ТРМС). В качестве граничных условий использовалась зеркально-диффузная модель Максвелла.

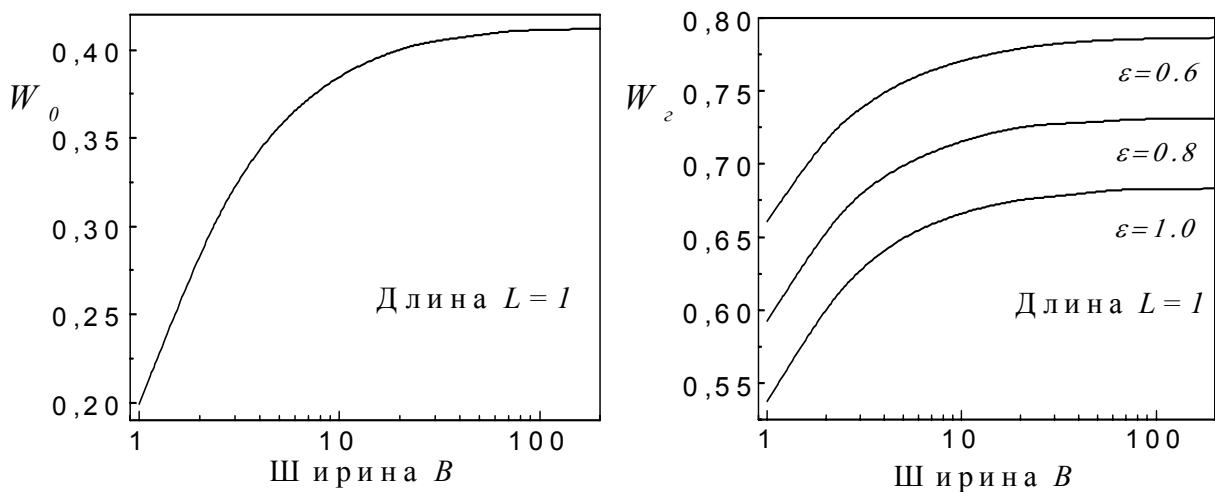


Рисунок 2.11 – Вероятность прохождения канала $L=1$ без столкновений с поверхностью W_0 и общая вероятность прохождения W_2 как функция ширины канала B для различного коэффициента диффузности ϵ .

На рисунках 2.11 и 2.12 представлены вероятности прохождения гладкого канала $L=1; 10$ без столкновений с поверхностью W_0 и общая вероятность прохождения W_ε , как функция ширины канала B для различных коэффициентов диффузности ε . Как следует из этих рисунков, величина W_0 и W_ε увеличивается с ростом ширины канала B , однако, достигнув определённых значений при $B \sim 100; 1000$ для каналов с длиной $L=1; 10$, соответственно, практически перестаёт изменяться. Дальнейшее увеличение ширины канала не приводит к существенным изменениям вероятности прохождения.

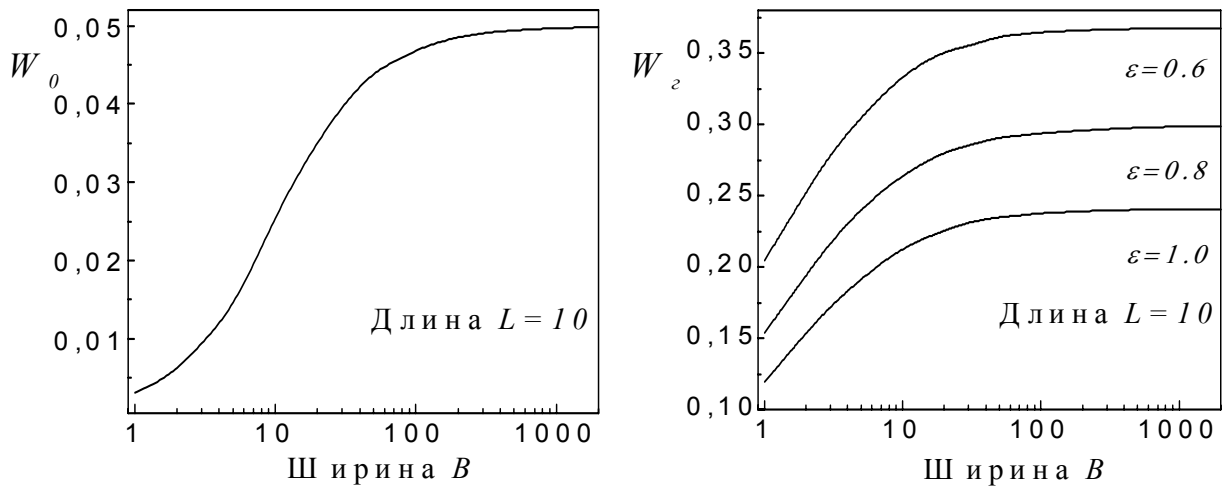


Рисунок 2.12 – Вероятность прохождения канала $L=10$ без столкновений с поверхностью W_0 и общая вероятность прохождения W_ε как функция ширины канала B для различного коэффициента диффузности ε

Берман [12], используя вариационный метод, получил аналитическое выражение для вероятности прохождения W_ε прямоугольного гладкого канала конечной длины L в предположении бесконечной ширины канала ($B \rightarrow \infty$) и полностью диффузного отражения молекул от поверхности ($\varepsilon=1$):

$$W_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + (1 + L^2)^{1/2} - L \right] - \frac{\frac{3}{2} \left[L - \ln \left(L + (1 + L^2)^{1/2} \right) \right]^2}{L^3 + 3L^2 + 4 - (L^2 + 4) \cdot (1 + L^2)^{1/2}}. \quad (2.17)$$

Аналитического выражения для вероятности прохождения W_ε с произвольным значением коэффициента диффузности ε и ширины канала B в

настоящее время не получено [13]. Это явилось дополнительной причиной проведения ТРМС расчётов, выполнение которых не накладывает ограничений на значения ε и B .

В таблице 2.3 для сравнения представлены результаты таких расчётов для вероятности прохождения W_z в случае диффузного отражения молекул от стенок канала со значениями, вычисленными с использованием уравнения 2.17.

Таблица 2.3. Вероятность прохождения W_z прямоугольного гладкого канала в случае диффузного отражения.

L	W_z	
	*	**
1	0.6844	0.6842
10	0.2408	0.2406

* Уравнение 2.17

** ТРМС расчёт ($B=100; 1000$)

Как видно из таблицы, наблюдается отличное согласие результатов ТРМС расчётов, выполненных для каналов с параметрами $L=1; B=100$ и $L=10; B=1000$, со значениями, полученными при использовании выражения 2.17. Совпадение результатов указывает на пренебрежимо малый вклад боковых стенок в формирование свободномолекулярного потока.

Это обстоятельство может быть использовано как в экспериментах, так и при моделировании соответствующей задачи. В частности, в экспериментах с так называемыми “щелевыми каналами”, для которых $b \gg h$ (рис. 2.10), можно ограничиться контролем состояния поверхности только верхней и нижней пластин, а при моделировании не учитывать структуру боковых поверхностей.

2.3.3 Моделирование структуры поверхности и процедура расчёта

В процессе ТРМС расчётов определялась вероятность прохождения прямоугольного канала как функция параметров модели шероховатости поверхности. Расчёты выполнены для канала с длиной $L=1; 10$ и шириной $B=10; 1000$, соответственно.

На рисунке 2.13 представлена модель шероховатости, которая использовалась в представленных расчётах. Индексом «*i*» обозначен отдельный элемент поверхности, имеющий постоянное сечение в плоскости XOY. Данное сечение является треугольником с высотой r_i

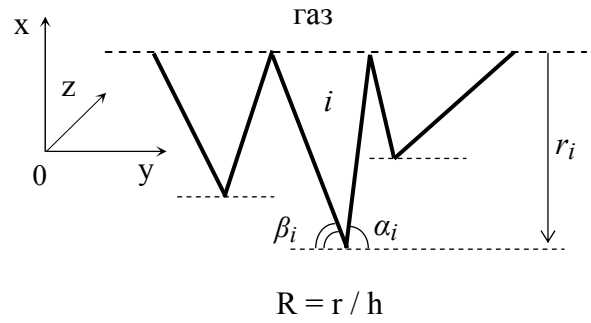


Рисунок 2.13 – Моделирование шероховатости.

и углами α_i , β_i . Физически r характеризует высоту микронеровностей, α , β – углы наклона микроплощадок, образующих шероховатую поверхность.

Вычисление вероятности прохождения шероховатого канала W проводилось в три этапа. На первом этапе моделировалась поверхность с параметрами шероховатости согласно нормальному распределению. Плотность вероятности при этом имеет вид:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_x \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{2 \cdot \sigma_x^2}\right) \quad (2.18)$$

где x – переменная, в качестве которой могут выступать параметры шероховатости α , β , $R = r/h$; σ_x – среднеквадратичное отклонение x от среднего значения $\langle x \rangle$.

На втором этапе производился расчёт вероятности прохождения W канала с шероховатостью поверхности, смоделированной на первом этапе. Общее число разыгрываемых частиц на данном этапе составляло 10^7 .

Третий этап сводился к повторению (не менее 10 раз) I и II этапа для данных средних значений параметров шероховатости $\langle \alpha \rangle$, $\langle \beta \rangle$, $\langle R \rangle$ и вычислению среднего по количеству повторений значения вероятности прохождения W . Погрешность вычислений не превышала 0.5 %.

2.3.4 Основные результаты

На рисунке 2.14 представлены результаты ТРМС расчёта вероятности прохождения канала W с симметричной моделью шероховатости поверхности (угол наклона $\alpha_i = \beta_i = 45^\circ$; $r_i = r$) как функции высоты микронеровностей R для различных коэффициентов диффузности ε .

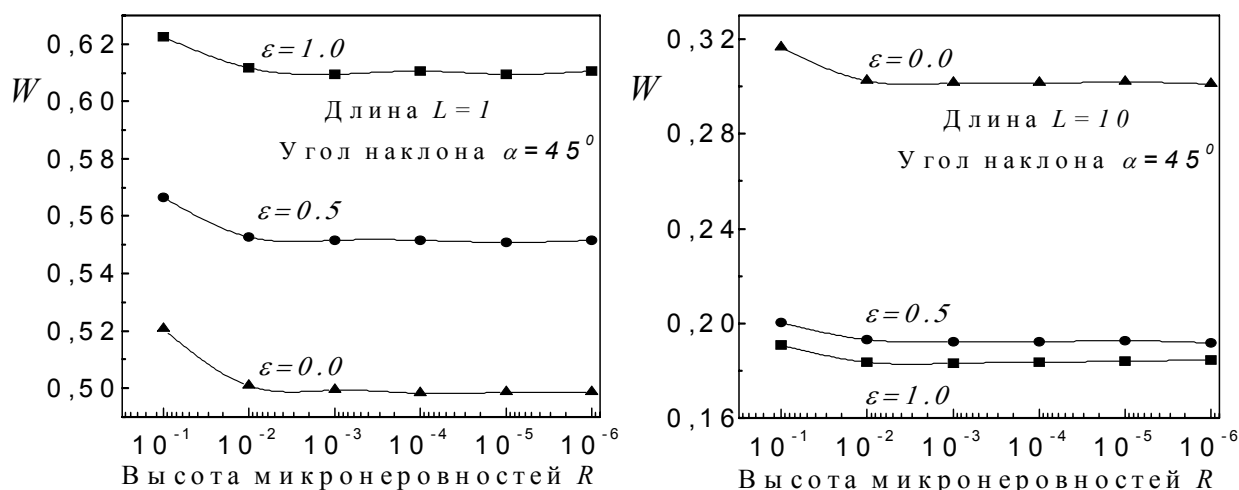


Рис.2.14 – Вероятность прохождения канала $B=1000$ с симметричной моделью шероховатости поверхности (угол наклона $\alpha_i=\beta_i=45^\circ$; $r_i=r$) как функция высоты микронеровностей R для различного коэффициента диффузности ε и длины канала L .

Как видно из рисунка, при значениях $R < 5 \cdot 10^{-2}$ величина вероятности прохождения W перестаёт зависеть от высоты микронеровностей R . Этот факт согласуется с утверждением работы [14], согласно которому рассеяние газа на шероховатой поверхности в приближении однократного отражения определяется единственным параметром – флуктуацией наклона микроплощадок, составляющих шероховатую поверхность.

С другой стороны, обнаруживается влияние коэффициента диффузности ε на величину вероятности прохождения W . Это влияние проявляется по-разному в канале с длиной $L=1$ и $L=10$, что обусловлено эффектом конечности канала.

На рисунке 2.15 представлены данные для симметричной модели шероховатости поверхности в зависимости от длины канала L и значений коэффициента диффузности ε .

Как видно из рисунка, эффект конечности канала для данной модели и

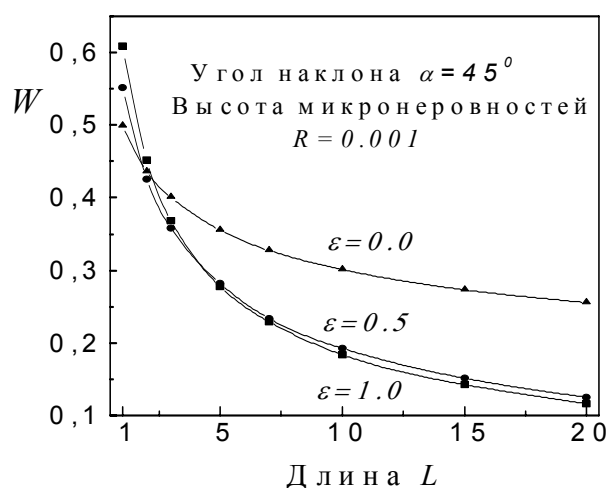


Рис. 2.15 – Вероятность прохождения канала $B=1000$ с симметричной моделью шероховатости поверхности как функция длины канала для различных коэффициентов диффузности ε

параметров шероховатости проявляется в том, что при значениях $L < 2$ влияние коэффициента диффузности ε на величину W носит характер, отличный от характера, наблюдаемого при $L > 2$.

На рисунке 2.16 представлена зависимость вероятности прохождения для канала с симметричной моделью шероховатости поверхности как функция угла наклона микроплощадок. Аналогичные расчёты представлены в работе [15] для случая 2-мерной шероховатости поверхности при полностью диффузном рассеянии $\varepsilon=1$.

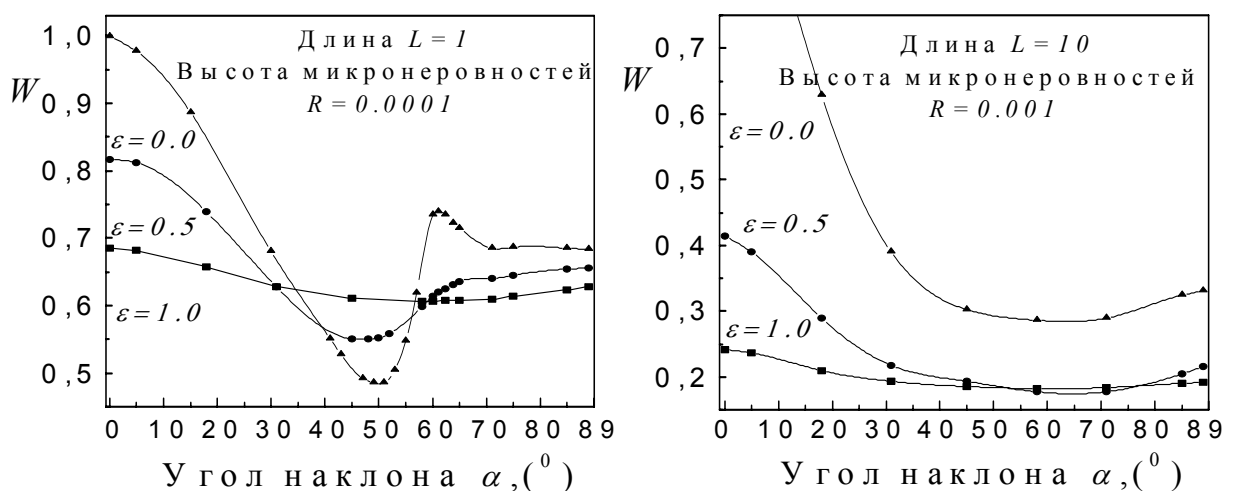


Рис. 2.16 – Вероятность прохождения канала с симметричной моделью шероховатости поверхности как функция угла наклона для различного коэффициента диффузности ε .

Очевидно, что расчёты, представленные в настоящей работе, практически соответствуют 2-мерному случаю, т.к. один из размеров канала (ширина $B=1000$) значительно превышает два остальных (длина $L=1;10$ и высота $H=1$). Поэтому неудивительно полное совпадение кривой на рисунке 2.16, соответствующей полностью диффузному отражению ($\varepsilon=1$), с расчётными данными, представленными в работе [15].

Робертс [16] впервые обратил внимание на влияние шероховатости поверхности на величину коэффициента аккомодации энергии. Им была предложена формула, позволяющая связать коэффициент аккомодации при единичном столкновении атома с гладкой поверхностью с результирующим коэффициентом аккомодации $\bar{\alpha}_E$, соответствующим шероховатой поверхности и обусловленным многократностью столкновений:

$$\bar{\alpha}_E = 1 - (1 - \alpha_E)^n \quad (2.19)$$

где α_E – коэффициент аккомодации единичного соударения, n – количество столкновений.

На рисунке 2.17 представлена зависимость среднего количества столкновений частицы с поверхностью для симметричной модели шероховатости от угла наклона при различной длине канала L и коэффициенте диффузности ε .

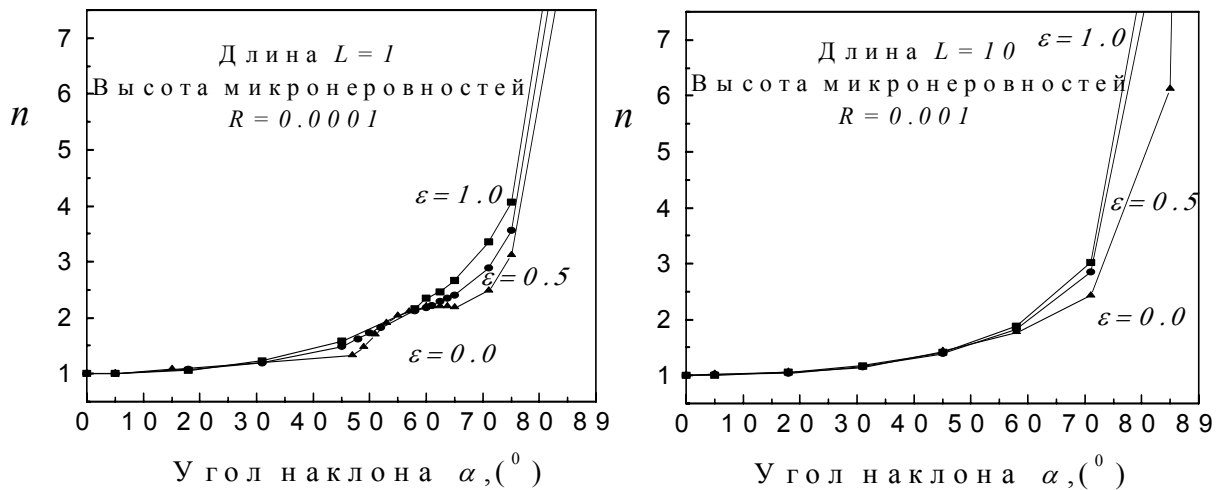


Рис. 2.17 – Среднее количество столкновений частицы с поверхностью n для симметричной модели шероховатости как функция угла наклона при различных значениях коэффициента диффузности ε .

Как видно из рисунка, значительное отклонение n от единицы начинается при углах наклона $\alpha > 50^\circ$. Реальные поверхности, которые можно характеризовать столь большими углами наклона микроплощадок, составляющих поверхность, встречаются довольно редко, поэтому когда речь идёт о расчёте коэффициента аккомодации энергии, предположение о гладкости поверхности не приводит к серьёзным ошибкам в вычислениях.

В работах [17;18] экспериментально исследовано течение инертных газов He , Ne и H_2 , D_2 в прямоугольных стеклянных каналах в свободномолекулярном режиме. Полученные вероятности прохождения молекул некоторых газов оказались ниже теоретических значений, соответствующих предположению о полностью диффузном отражении молекул от некой гладкой поверхности, что может быть воспринято как «сверхдиффузность». Это указывает на то, что в рамках максвелловской схемы граничных условий без учёта микроскопической

структуры (шероховатости) поверхности невозможно корректное описание рассеяния газовых молекул стенками экспериментального канала.

В таблице 2.4 представлены экспериментальные результаты вероятности прохождения W_{ex} , приведённые к значениям $W_z(\varepsilon=1)$, и параметры каналов, которые представляют собой стеклянные пластинки с помещёнными между ними прокладками из алюминиевой фольги. Параметры использованных каналов были определены на оптическом микроскопе (цена деления 1 мк). Плоскостность рабочих поверхностей пластин равна ~ 0.25 мк.

Таблица 2.4. Экспериментальные результаты вероятности прохождения W_{ex} и параметры каналов в работе [17;18].

№	$l, \text{см}$	$b, \text{см}$	$h, \text{мк}$	$\langle r \rangle, \text{мк}$	$\sigma_r, \text{мк}$	L	B	$\langle R \rangle$	$W_z(\varepsilon=1)$	$\left(\frac{W_{ex}}{W_z} \right) \pm \Delta \left(\frac{W_{ex}}{W_z} \right)$			
										H_2	D_2	He	Ne
1	0.808	0.0934	91.9	0.05	0.01	87.9	10.2	$5.4 \cdot 10^{-4}$	0.03582	0.996 0.005	1.021 0.006	1.044 0.012	-
2	0.805	0.3950	90.8	0.05	0.01	88.7	43.5	$5.5 \cdot 10^{-4}$	0.04574	0.935 0.004	0.947 0.004	0.992 0.006	1.006 0.008

Для учёта фактора шероховатости была предпринята попытка воспроизвести при численном моделировании задачи о течении газа в прямоугольном канале реальную поверхность.

В работе [19] описано экспериментальное исследование рассеяния света стёклом (аналогичным стеклу, использованному в [17;18]) для определения функции распределения $F(\alpha)$ микроплощадок по углам наклона. Измерение рассеянного света производилось с помощью гониофотометрической установки, в которой источником излучения служила лампа накаливания, а приёмником энергии – фотоэлемент с запирающим

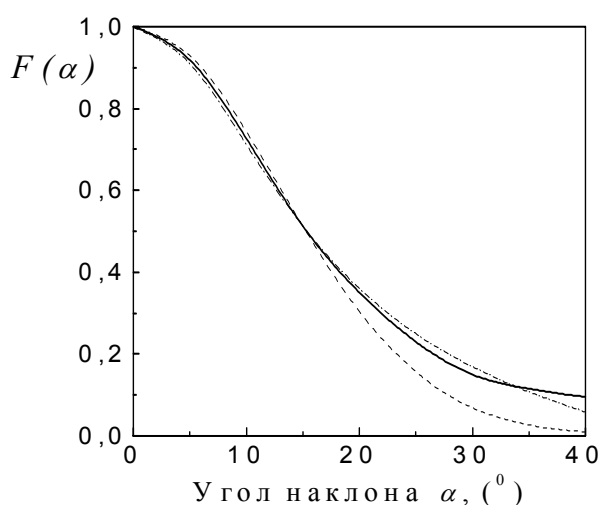


Рис. 2.18 – Функция распределения микроплощадок по углам наклона для поверхности стекла [19].

слоем.

Функция распределения $F(\alpha)$ была определена двумя способами: по измерению яркости и по измерению силы света, как величины, зависящей от направления наблюдения, в предположении азимутальной симметрии распределения микроплощадок. Результаты экспериментальных исследований приведены на рисунке 2.18 (сплошная линия). Там же приведены две расчётные кривые. Предполагая, что распределение микроплощадок подчиняется нормальному закону с $\langle \alpha \rangle = 0$, авторы подобрали показатель экспоненты распределения, наиболее близко описывающего экспериментальную кривую (на рис. 2.18 крупная штриховая линия):

$$F(\alpha) = \frac{f(\alpha)}{f(0)} = e^{-9.75 \cdot \alpha^2} \quad (2.20)$$

Однако в области углов $\alpha > 15^\circ$ нормальное распределение неудовлетворительно описывает полученные экспериментальные данные. В связи с этим, для описания экспериментальной кривой была эмпирически подобрана формула

$$F(\alpha) = \frac{1 - 0.8 \cdot \operatorname{tg}^4 \alpha}{1 + 13.1 \cdot \operatorname{tg}^2 \alpha}. \quad (2.21)$$

Кривая (на рис. 2.18 штрихпунктир), рассчитанная по этой формуле, наиболее близко проходит около экспериментальной кривой, хотя в области больших углов всё же расходится. Тем не менее, данную зависимость уже можно использовать для проведения ТРМС расчётов.

Такие расчёты были проведены для канала № 2, т.к. влияние боковых стенок в нём менее существенно, чем в канале № 1. Поверхность канала моделировалась с использованием симметричной модели шероховатости, для которой распределение высоты микронеровностей R подчиняется нормальному закону с параметрами, представленными в таблице 2.4. Углы наклона распределены согласно закону, нормированная плотность вероятности которого представлена выражением 2.21. В процессе расчёта не учитывалась шероховатость боковых поверхностей, предполагалось, что рассеяние боковыми стенками является полностью диффузным рассеянием гладкой поверхностью [20].

Результаты расчёта вероятности прохождения для гладкого и шероховатого канала, как функция коэффициента диффузности ε представлены на рис. 2.19. Как видно из рисунка, вероятность прохождения модельного шероховатого канала ниже вероятности прохождения гладкого канала для любого значения ε . Таким образом, исключается эффект “сверхдиффузности”, возможный при описании экспериментальных данных без учёта реальной структуры поверхности.

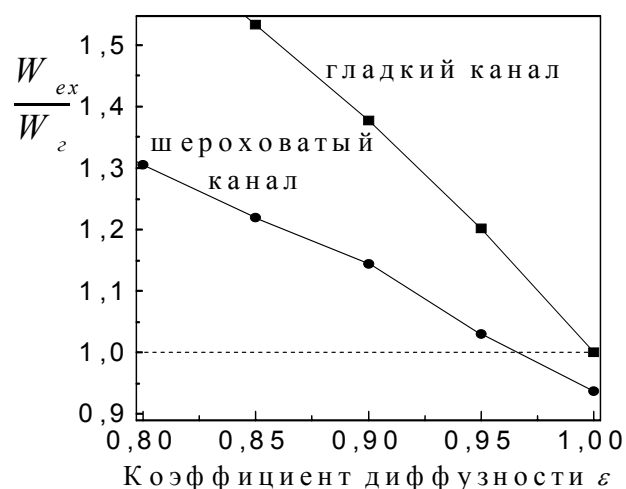


Рис. 2.19 – Расчёт вероятности прохождения для гладкого и шероховатого канала как функция коэффициента диффузности ε .

В таблице 2.5 представлены значения коэффициентов диффузности ε для газов, исследуемых в работах [17;18]. Коэффициенты получены при сравнении расчётных данных, представленных на рисунке 2.19, с экспериментальными результатами работ [17;18] (таблица 2.4).

Таблица 2.5. Значения коэффициента диффузности ε для разных газов.

H_2	D_2	He	Ne
1.00	0.99	0.97	0.96

Полученные значения коэффициентов диффузности ε хорошо согласуются с экспериментальными данными [20] в случае полностью адсорбированной поверхности и результатами работы [21], полученными при использовании иного экспериментального подхода к определению ε .

2.3.5 Выводы

Основными выводами являются:

- с использованием численного моделирования исследовано влияние структуры поверхности на свободномолекулярное течение газа в прямоугольном канале. Получено согласие результатов моделирования как с

теоретическими данными так и с надёжными численными результатами других авторов;

- показано, что так называемое “сверхдиффузное” рассеяние, наблюдаемое в ряде экспериментов по течению, является результатом неучёта фактора шероховатости. Учёт этого фактора приводит к удовлетворительному согласию расчётных и экспериментальных данных.
- из сравнения результатов моделирования и эксперимента для ряда газов получены коэффициенты диффузности ε , характеризующие взаимодействие газовых молекул с поверхностью.

2.4 ТЕЧЕНИЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА ЧЕРЕЗ ТОНКУЮ ЩЕЛЬ ПРИ РАЗЛИЧНОМ ОТНОШЕНИИ ДАВЛЕНИЙ

2.4.1 Введение

Течения газа в микро- и наномасштабе, вызванные градиентами давления и температуры, представляют большой интерес для многих практических приложений в современной промышленности. В частности, углублённое понимание особенностей течения разреженного газа важно при разработке и создании так называемых микро- и нанoeлектромеханических систем (MEMS/NEMS), например таких как микротурбина, микро- и наносепараторы, микронасос, микрогироскоп, микросенсор потока теплового типа, микро тепловая труба, микросистема общего анализа (т.н. лаборатория на чипе) и др. [22-24].

Масштаб течения газа можно характеризовать с использованием числа Кнудсена (Kn), определяющего степень разреженности газа и рассчитываемого как отношение средней длины свободного пробега газовых молекул к характерному размеру устройства. Например, чтобы рассчитать течение воздуха при нормальном атмосферном давлении в устройстве с характерным размером 1 мкм, следует смоделировать течение разреженного газа в устройстве при $Kn=0.07$. В целом, в зависимости от давления газа и размера устройства число Кнудсена может принимать различные значения, поэтому соответствующие исследования необходимо выполнять в широком диапазоне чисел Кнудсена.

Течение газа, вызванное градиентом давления, существенным образом определяется величиной отношения давлений. Существуют два предельных случая в подходе к описанию течений газа, вызванное градиентом давления. Если величина отношения давлений очень мала, например давление в объёме, куда происходит истечение, ничтожно по сравнению с давлением в объёме, откуда происходит истечение, то можно сказать, что течение газа происходит в вакуум. В этом случае, благодаря существенной неравновесности в поле течения газа, нелинейные кинетические уравнения и метод прямого статистического моделирования Монте Карло (DSMC) должны быть использованы для расчётов течений разреженного газа [25]. Если величина отношения давлений близка к единице, то такое течение газа можно считать полностью развитым и для расчёта

течения использовать методы линеаризованной кинетической теории. В частности, линеаризованная модель интегро-дифференциального уравнения Больцмана успешно используется для расчётов течений разреженного газа через длинные прямые капилляры, вызванных малой разницей давлений [13].

По нашему мнению, наиболее практическое значение имеют исследования течения разреженного газа, вызванного градиентом давления, в случае малого и промежуточного значения отношения давлений, т.к. эти исследования более применимы к реальным газоправляемым микро – и наноустройствам.

До недавнего времени информация в открытой литературе, касающаяся течения разреженного газа через тонкую щель, вызванное градиентом давления, была достаточно скудна. Был исследован ряд отдельных специфических случаев этой проблемы. В работах [26;27] исследовано течения газа через тонкую щель согласно градиенту давления при больших числах Кнудсена. Случай, когда величина отношения давлений близка к единице, рассмотрен в работах [28;29].

В работах [30;31] рассчитано течения газа через тонкую щель при больших и средних значениях числа Кнудсена в случае очень малой и промежуточной величины отношения давлений с использованием DSMC метода. Однако уровень развития вычислительной техники того времени не позволил авторам добиться удовлетворительного уровня точности результатов, в частности в этих работах использовано только $5 \cdot 10^4$ и 10^5 модельных частиц, соответственно. Современные вычислительные кластеры позволяют использовать в однопроцессорном расчёте до 10^8 частиц, а в случае применения параллельных вычислений и значительно больше. Таким образом, в настоящее время имеется возможность более полноценно использовать очень требовательный к вычислительным ресурсам DSMC метод.

Используя DSMC метод, мы впервые достаточно полно исследовали течения разреженного газа через тонкую щель в вакуум [32]. Мы рассчитали массовый расход газа в широком диапазоне чисел Кнудсена, тщательно исследовали поле течения, а именно распределение макроскопических параметров газа: плотности, температуры и массовой скорости, а также получили линии тока газа. Кроме того, было изучено влияние рассеяния газа поверхностью и взаимодействия газовых молекул между собой на массовый расход газа через микроканал [33].

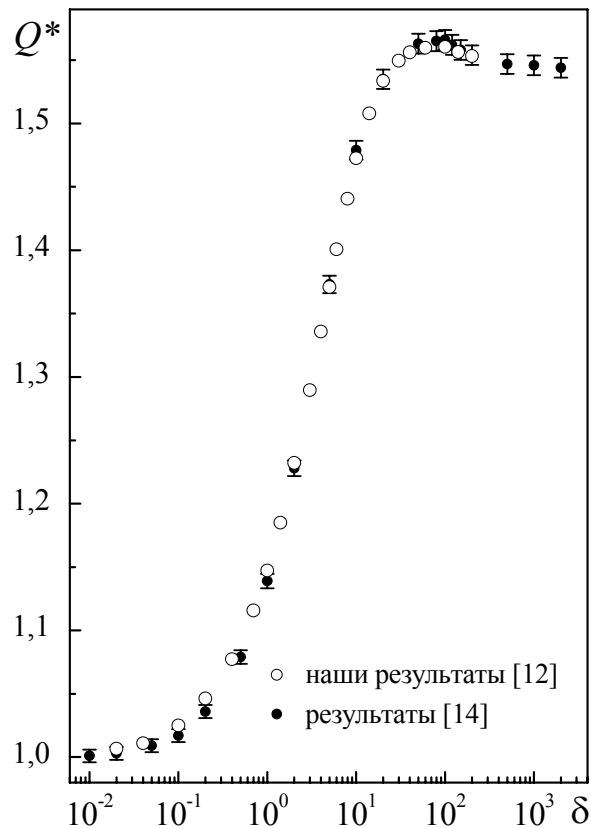


Рисунок 2.20 – Сравнение результатов расчёта безразмерного массового расхода газа Q^* как функции параметра разреженности δ при истечении газа через тонкую щель в вакуум.

Немного позже, наши результаты [32] были подтверждены в надёжном исследовании [34]. В этом исследовании был также использован метод прямого статистического моделирования Монте Карло, но с несколько иной практической реализацией. В частности, в качестве схемы моделирования столкновений частиц в ячейках в работе [34] использована NTC схема [35], мы использовали схему мажорантной частоты [36]; в работе [34] параметры моделирования одинаковы для всех случаев моделирования, у нас параметры определяются степенью разреженности газа; при моделировании мы дополнительно использовали процедуры разбиения ячейки на суб-ячейки и весового фактора.

В качестве примера, на рисунке 2.20 представлены результаты расчёта безразмерного массового расхода газа Q^* через тонкую щель в широком интервале разреженности согласно данным [32;34]. Как видно из рисунка, наши более ранние результаты [32] полностью подтверждаются данными работы [34]. Этот факт позволяет нам надеяться на высокий уровень достоверности результатов,

полученных в настоящем исследовании, поскольку оно является дальнейшим развитием наших работ [32;33].

2.4.2 Постановка задачи

В настоящей статье, как и прежде, рассмотрим стационарное течение газа через щель, вызванное разницей давлений с разных сторон щели. На рисунке 2.21 представлена конфигурация течения и система координат. Вдали от щели вверх по течению находится равновесный газ при давлении P_1 и температуре T_1 , аналогично внизу по течению - газ при давлении $P_2 < P_1$ и такой же температуре.

Ширина щели w значительно превышает её высоту h . В этом случае можно полагать, что поле течения газа однородно вдоль оси OX . Кроме того, в расчётах будем использовать предположение о симметрии поля течения газа относительно центральной линии щели, которая в данном случае совпадает с осью OY . Будем рассчитывать массовый расход газа Q на единицу ширины канала. Расчётные данные, как и прежде, будем представлять в следующем виде $Q^* = Q/Q_{fm}$, где Q рассчитывалась для различных величин отношения давлений P_2/P_1 и параметра разреженности газа δ , а Q_{fm} это значение массового расхода газа в свободномолекулярном режиме течения ($\delta=0$) в случае истечения газа в вакуум ($P_2/P_1=0$).

Величина Q_{fm} имеет аналитическое выражение $(h \cdot P_1)/(\sqrt{\pi} \cdot v_1)$, where v_1 – наиболее вероятная скорость газовых молекул вверх по течению вдали от щели. Параметр разреженности газа определим как $\delta = (h \cdot P_1)/(\mu_1 \cdot v_1)$, where μ_1 – вязкость газа при температуре T_1 . Параметр разреженности обратно пропорционален числу Кнудсена $Kn = \sqrt{\pi}/(2\delta)$, которое для щели задаётся как $Kn = \lambda/h$, где λ – средняя длина свободного пробега газовых молекул. Поскольку влияние рассеяния газа поверхностью и взаимодействия газовых молекул между собой на течение разреженного газа через щель мы изучили в предыдущей работе [33], поэтому в настоящем исследовании мы использовали простые модели: диффузное рассеяние и модель твёрдых сфер.

Целью настоящей статьи является вычисление массового расхода и поля течения при течении газа через щель, вызванное градиентом давления, для

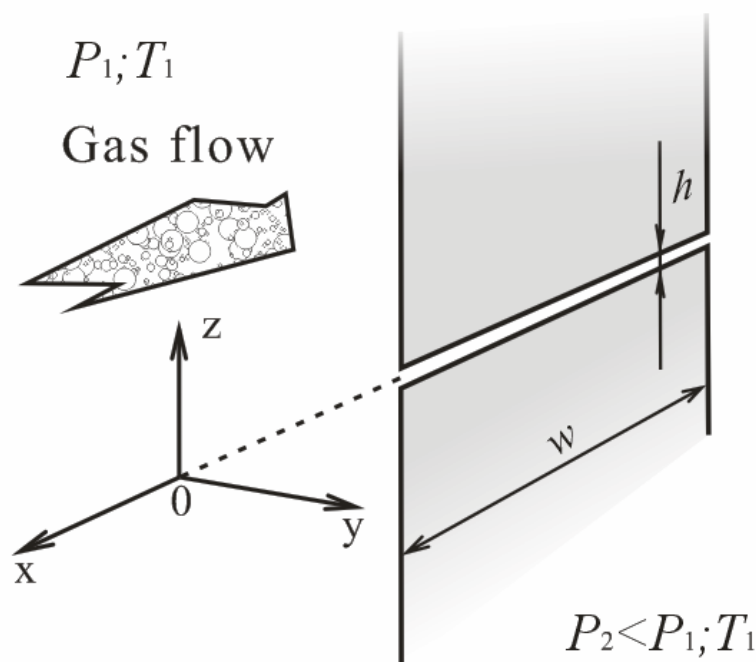


Рисунок 2.21 – Конфигурация течения и система координат.

различного отношения давлений в широком диапазоне разреженности газа. Мы выполнили расчёты в диапазоне параметра разреженности, который покрывает режимы течения газа от свободномолекулярного до гидродинамического, при следующих величинах отношения давлений $P_2/P_1=0.1$; 0.5 и 0.9. Флуктуация расчётных данных не превышала 0.5% в случае отношения давлений $P_2/P_1=0.1$ и 0.5, и 1% в случае $P_2/P_1=0.9$.

2.4.3 Основные результаты

На рисунке 2.22 представлены результаты расчёта безразмерного массового расхода газа Q^* для параметра разреженности газа δ от 0.02 до 200 в случае отношений давления $P_2/P_1=0$; 0.1; 0.5 и 0.9. Значения Q^* при $P_2/P_1=0$ взяты из нашей предыдущей статьи [32]. Как видно из рисунка, в случае свободномолекулярного режима течения газа наши результаты хорошо согласуются с теоретическим выражением $Q^*=1-P_2/P_1$, которое является следствием независимости друг от друга потоков газа через щель из областей выше и ниже по течению в этом режиме течения. В случае гидродинамического режима течения, т.е. при больших величинах δ , значение массового расхода Q^* достигает предельного значения, которое определяется величиной P_2/P_1 . В переходном

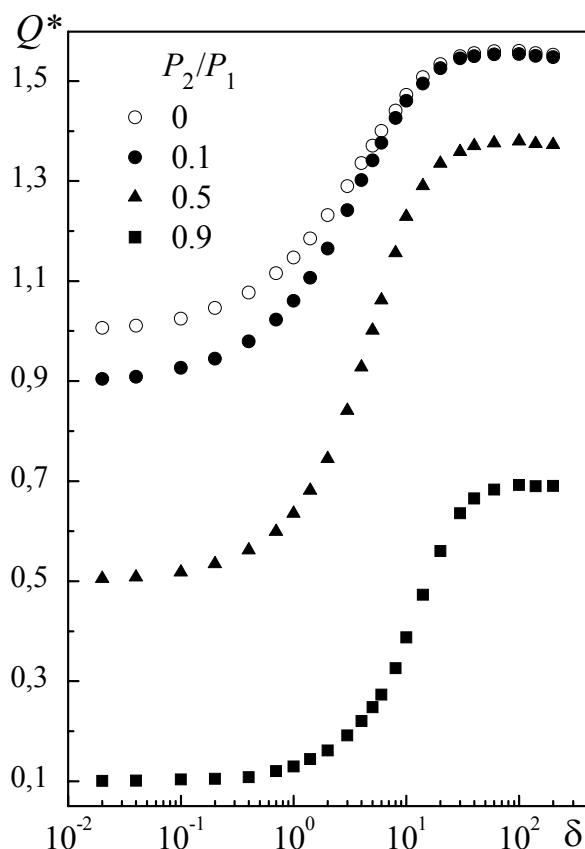


Рисунок 2.22 – Безразмерный массового расхода газа Q^* как функция параметра разреженности газа в случае отношений давления $P_2/P_1=0; 0.1; 0.5$ и 0.9 .

режиме наблюдается резкое возрастание массового расхода Q^* в диапазоне значений параметра разреженности от 0.2 до 20 для всех величин отношения давлений P_2/P_1 . Как следует из рисунка, величина возрастания Q^* относительно соответствующей величины в свободномолекулярном пределе тем выше чем выше значение P_2/P_1 .

На рисунке 2.23 представлено распределение безразмерных макроскопических параметров газа вдоль центральной линии щели от $y/h=-5$ до 20 при течении газа через щель при отношении давлений $P_2/P_1=0.1; 0.5$ и 0.9 в случае параметра разреженности $\delta=0.1$ (слева) и 100 (справа). Распределение концентрации газа n/n_1 показано на верхней части рисунка, температуры T/T_1 – на средней части и продольной компоненты массовой скорости u_y/v_1 – на нижней. Как видно из рисунка в целом, изменение в макроскопических параметрах газа тем более существенно, чем ниже величина P_2/P_1 . В случае $\delta=0.1$ для всех значений P_2/P_1 и для $\delta=100$ при $P_2/P_1=0.9$ концентрация газа монотонно изменяется с координатой и соответствует заданным значениям pressure ratio P_2/P_1 вдали от

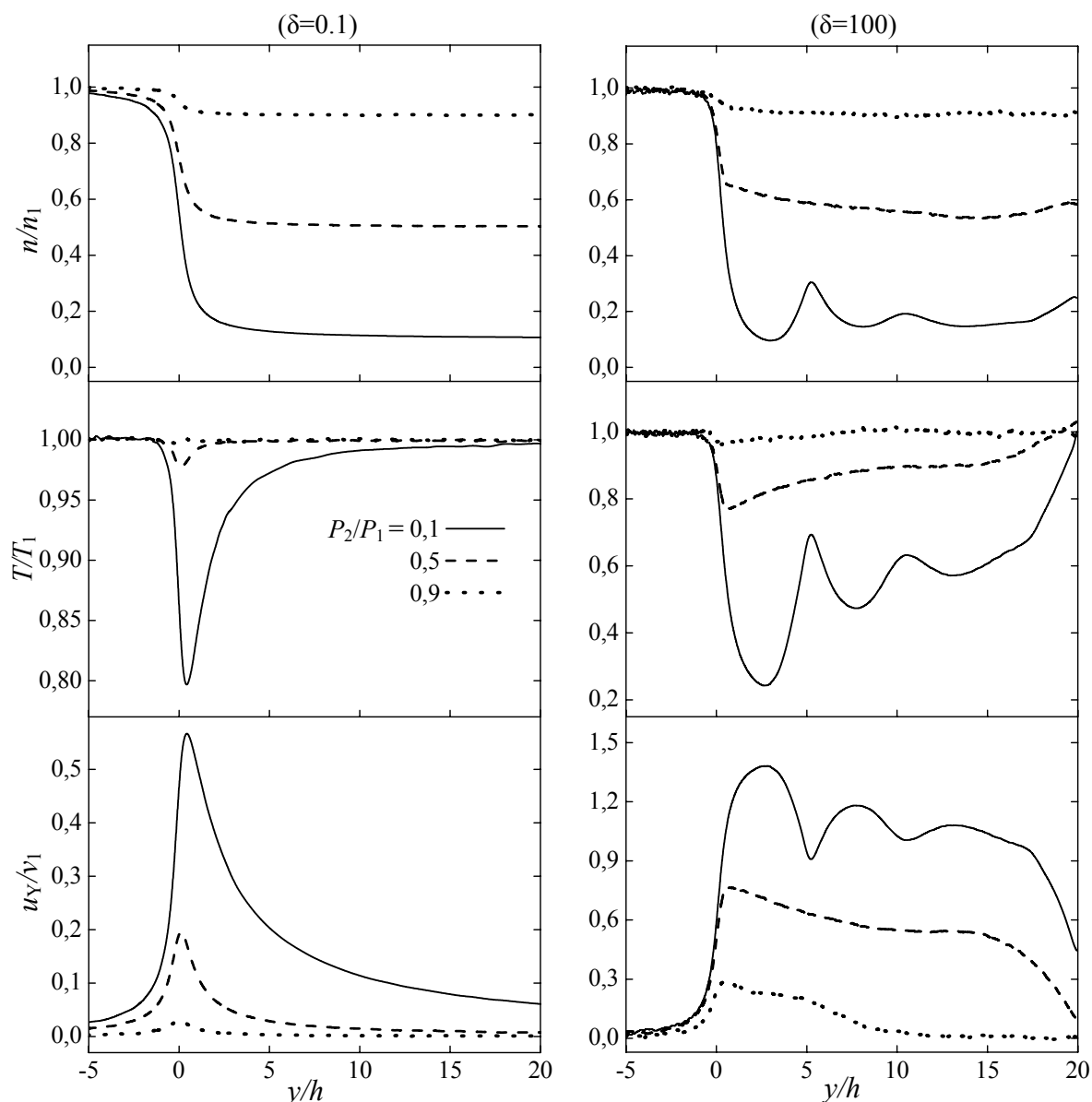


Рисунок 2.23 – Распределение безразмерных макроскопических параметров газа: концентрации газа n/n_1 (верхняя часть), температуры T/T_1 (средняя) и продольной компоненты массовой скорости u_y/v_1 (нижняя) вдоль центральной линии щели при течении газа через щель при отношении давлений $P_2/P_1 = 0.1$; 0.5 и 0.9 в случае параметра разреженности $\delta=0.1$ (слева) и 100 (справа).

отверстия внизу по течению, в отличие от остальных двух случаев для $\delta=100$ при $P_2/P_1=0.1$ и 0.5 .

Как следует из этого рисунка 2.23, при приближении потока газа к щели его продольная компонента массовой скорости увеличивается, а при удалении от щели уменьшается; температура газа демонстрирует точно противоположное поведение. Действительно, температура газа является мерой хаотического движения газовых молекул. Очевидно, что при приближении к отверстию движение газовых молекул становится всё более упорядоченным, направленным согласно градиенту давления.

Как следствие, массовая скорость газа в этой области увеличивается, а температура газа понижается. С другой стороны, вдали от отверстия как вверху так и внизу по течению газ является равновесным, в котором движение газовых молекул хаотично, поэтому при удалении от отверстия массовая скорость газа стремится к нулю, а температура - к равновесному значению T_1 .

Особо интересен случай при $P_2/P_1 = 0.1$ и $\delta=100$. В этом случае, как следует из рисунка, наблюдается осциллирующее поведение макроскопических параметров газа внизу по течению. В частности, на рисунке с распределением концентрации газа видны ряд чередующихся областей сжатия и разрежения газа.

Похожее поведение макроскопических параметров газа наблюдаются при истечении сверхзвуковых газовых струй в остаточный газ, см. например недавнюю статью [37]. Такое поведение макроскопических параметров обусловлено наличием в поле течения ударных волн, представляющие собой область, где макроскопические параметры газа испытывают резкое, скачкообразное изменение. Ярким примером ударных волн являются так называемые диски Маха - сильные ударные волны, формирующиеся по нормали к направлению движения газа, в осесимметричных сверхзвуковых течениях газа в случае достаточно большого перепада давления [38].

В рассматриваемой задаче локальное число Маха можно определить как

$$Ma = \sqrt{\frac{6}{5}} \frac{(u_Y/v_1)}{(T/T_1)^{1/2}}. \quad (2.22)$$

Как следует из рисунка 2.23, в области внизу по течению при y/h около 3 продольная составляющая массовой скорости u_Y/v_1 и температуры T/T_1 достигают значений 1.38 и 0.24 соответственно, что соответствует числу Маха 3,06. Таким образом, движение газа вблизи щели в области внизу по течению в случае $P_2/P_1 = 0.1$ и $\delta=100$ является сверхзвуковым.

На рисунке 2.24 представлено пространственное распределение безразмерных макроскопических параметров газа: концентрации n/n_1 (верх), температуры T/T_1 (середина) и продольная составляющая массовой скорости u_Y/v_1 (низ) в плоскости YZ вблизи щели при течении газа через щель в случае параметра разреженности $\delta=100$ и отношения давлений $P_2/P_1 = 0.1$ (верхняя часть каждого из трёх элементов рисунка) и 0.5 (нижняя часть). Как следует из рисунка,

пространственное распределение макроскопических параметров газа существенно зависит от величины отношения давлений P_2/P_1 .

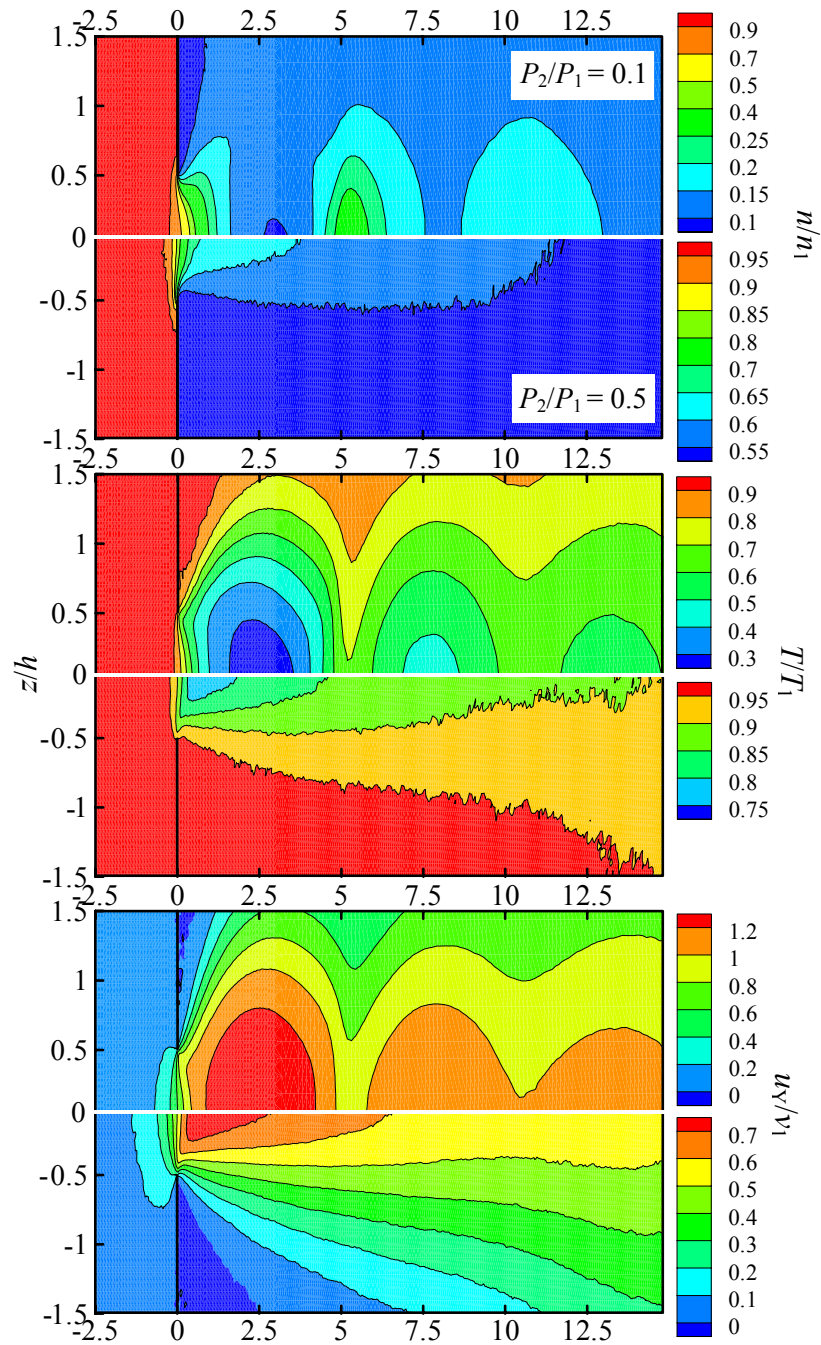


Рисунок 2.24 – Пространственное распределение безразмерных макроскопических параметров газа: концентрации n/n_1 (верх), температуры T/T_1 (середина) и продольная составляющая массовой скорости u_Y/v_1 (низ) в плоскости YZ вблизи щели при течении газа через щель в случае параметра разреженности $\delta=100$ и отношения давлений $P_2/P_1=0.1$ (верхняя часть каждого из трёх элементов рисунка) и 0.5 (нижняя).

В случае $P_2/P_1=0.5$ внизу по течению макроскопические параметры газа изменяются непрерывно, в то время как при $P_2/P_1=0.1$ наблюдается резкое, скачкообразное изменение макроскопических параметров газа. Таким образом,

можно утверждать, что наблюдаемое в случае $P_2/P_1 = 0.1$ и $\delta=100$ поведение макроскопических параметров газа является проявлением в поле течения ударных волн.

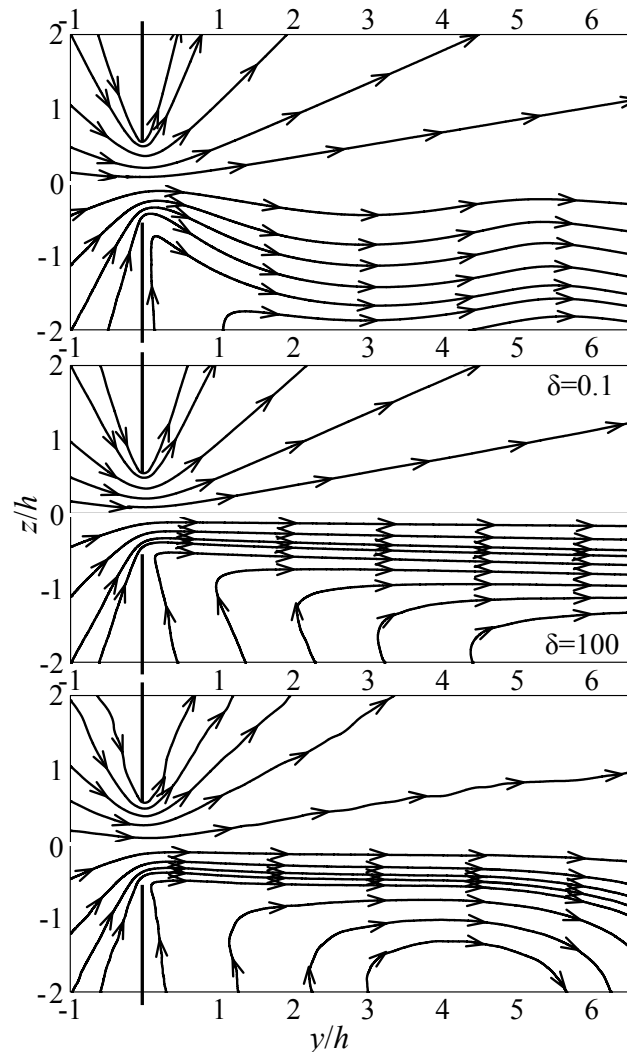


Рисунок 2.25 – Линии тока газа при течении через щель в случае отношения давлений $P_2/P_1 = 0.1$ (верх), 0.5 (середина) and 0.9 (низ) для параметра разреженности $\delta=0.1$ (верхняя часть каждого из трёх элементов рисунка) и 100 (нижняя часть).

В завершение, для полной картины поля течения, на рисунке 2.25 мы приводим линии тока газа при течении через щель в случае отношения давлений $P_2/P_1 = 0.1$ (верх), 0.5 (середина) and 0.9 (низ) для параметра разреженности $\delta=0.1$ (верхняя часть каждого из трёх элементов рисунка) и 100 (нижняя часть). Как и ожидалось, в области около свободномолекулярного режима ($\delta=0.1$) течения линии тока прямые и обладают симметрией относительно щели вне зависимости от величины отношения давлений P_2/P_1 .

В гидродинамическом режиме ($\delta=100$) симметрии не наблюдается, и картина линий тока определяется величиной P_2/P_1 . В частности, в случае $P_2/P_1=0.1$ линии тока не являются прямыми, что объясняется наличием в этом случае областей сжатия и разрежения газа. В этом случае линии тока отражают осциллирующее течение газа. Газовый поток приближается к центральной линии щели, когда проходит область сжатия, и отдалается в области разрежения.

2.4.4 Выводы

Метод прямого статистического моделирования Монте Карло применён для расчёта течения разреженного газа через щель, вызванное градиентом давления. Основным результатом статьи являются данные расчёта безразмерного массового расхода газа Q^* для параметра разреженности газа δ от 0.02 до 200 в случае отношения давлений $P_2/P_1=0.1$; 0.5 и 0.9. В случае свободномолекулярного режима течения газа наши результаты совпадают с теоретическим выражением. В гидродинамическом режиме течения значение массового расхода Q^* достигает предельного значения, которое определяется величиной P_2/P_1 . В переходном режиме наблюдается резкое возрастание массового расхода Q^* в диапазоне значений параметра разреженности от 0.2 до 20 для всех величин отношения давлений P_2/P_1 .

Рассчитано поле течения, а именно распределение макроскопических параметров газа: концентрации, температуры и массовой скорости; построены линии тока газа. Показано, что в зависимости от степени разреженности газа и отношения давлений макроскопические параметры газа могут изменяться как непрерывно так и скачкообразно. В частности, установлено, что в гидродинамическом режиме течения при $P_2/P_1=0.1$ внизу по течению наблюдается резкое, скачкообразное изменение макроскопических параметров газа. Высказано предположение, что такое поведение макроскопических параметров газа является проявлением в поле течения ударных волн. В области достаточно разреженного газа линии тока газа являются прямыми и обладают симметрией относительно щели, как газ становится более плотным симметрия нарушается, и картина линий тока определяется величиной отношения давлений. В частности, при $P_2/P_1=0.1$ и

$\delta=100$ внизу по течению линии тока не являются прямыми, что объясняется наличием в этом случае областей сжатия и разрежения газа.

3 АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ О ПРОВЕДЕНИИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3.1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОДХОД

Для экспериментального исследования физических процессов в датчиках расхода жидкости целесообразно:

- определить необходимые конструкционные элементы датчика;
- оценить взаимодействие элементов датчика между собой;
- оценить теплопередачу между элементами датчика и жидкостью.

При преобразовании величины потока жидкости в электрический сигнал используется зависимость интенсивности теплопередачи от скорости течения жидкости. Необходимо учитывать, что параметры потока в зоне теплопередачи и усреднённые по сечению канала могут существенно отличаться.

В процессе теплопереноса происходит передача тепла от нагревателя в элементы конструкции датчика и в движущуюся жидкость. Процесс теплопередачи в жидкость несет информацию о расходе жидкости. Передача тепла в элементы конструкции является источником ошибок измерения.

Изначально можно полагать, что датчик должен содержать:

- корпус для установки в состав трубопровода;
- чувствительный элемент;
- держатель для расположения чувствительного элемента в потоке.

Течение жидкости в корпусе датчика не будет однородным по направлению скорости и типу течения. Жидкость будет создавать как динамическое, так и гидростатическое давление на элементы конструкции. Жидкость может содержать загрязнения, приводящие к выпадению осадка на элементы конструкции.

При измерении чувствительный элемент должен выдерживать механические нагрузки, вызванные гидростатическим давлением жидкости. Теплоперенос от чувствительного элемента в жидкость будет определяться параметрами течения жидкости у поверхности чувствительного элемента. Для измерения средней скорости движения в канале требуется учитывать распределение скорости жидкости по сечению канала и у поверхности чувствительного элемента, а также локальные изменения режима течения, как у чувствительного элемента, так и в

сечении канала. На Рисунке 3.1. представлено качественное распределение скорости движения жидкости в канале.



Рисунок 3.1 — Распределение скорости движения жидкости в канале.

Распределение скорости и особенности структуры потока также будут связаны со скоростью жидкости, например переход ламинарного режима течения к турбулентному. При наличии элементов, сформированных в определенных участках канала, или локальных изменениях конфигурации канала возникают особенности течения жидкости, проявляющиеся в виде локального изменения давления, направления движения или режима течения. Случай распределения скорости жидкости при наличии плоского элемента в канале представлен на рисунке 3.2.

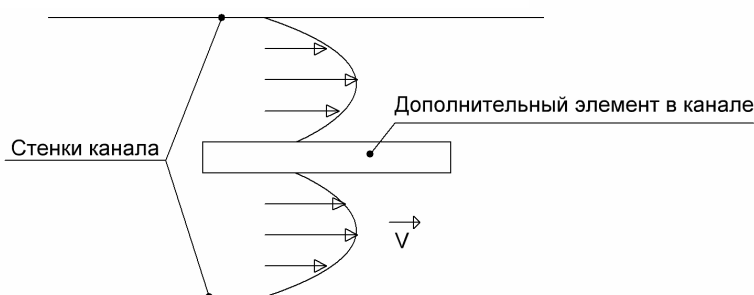


Рисунок 3.2 — Распределение скорости движения жидкости в канале при наличии дополнительного элемента в потоке.

Если дополнительный элемент конструкции расположенный в канале имеет отличную температуру от температуры жидкости, происходит теплообмен между элементом и жидкостью. Процесс теплообмена будет определяться разницей температур элемента и жидкости, площадью контакта «элемент – жидкость», физическими параметрами жидкости и, разумеется, скоростью течения жидкости.

Для крепления чувствительного элемента в потоке, обеспечения необходимых механических свойств чувствительного элемента, а также для создания условий для электрического подключения чувствительного элемента к электронному блоку, необходима конструкция, которую назовем держателем. Для определения необходимых механических требований к держателю, а также для оценки влияние держателя на процесс теплообмена можно рассмотреть условную конструкцию держателя с чувствительным элементом, представленную на рисунке 3.3.

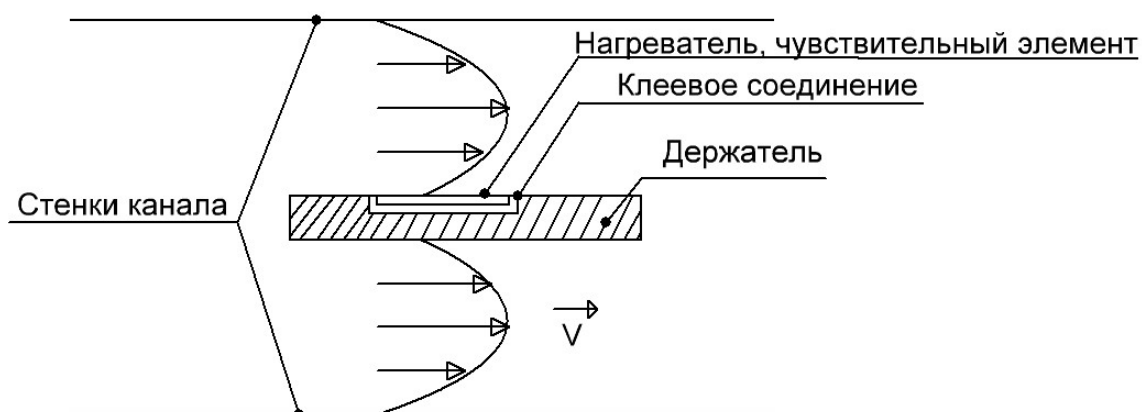


Рисунок 3.3 — Держатель с чувствительным элементом в потоке жидкости.

Из рисунка видно, что теплоотдача от нагревателя будет осуществляться в приповерхностный слой жидкости и в держатель через клеевое соединение. В приведенной на рисунке 3.3 конструкции движение жидкости регистрируется по интенсивности теплообмена с жидкостью.

Если сформировать два нагревателя, которые имеют одинаковые конструкции, теплофизические характеристики, работают в одинаковых температурных режимах и расположены в одной среде, то в случае покоящейся жидкости тепловые потоки от нагревателей будут близки по величине. Если один

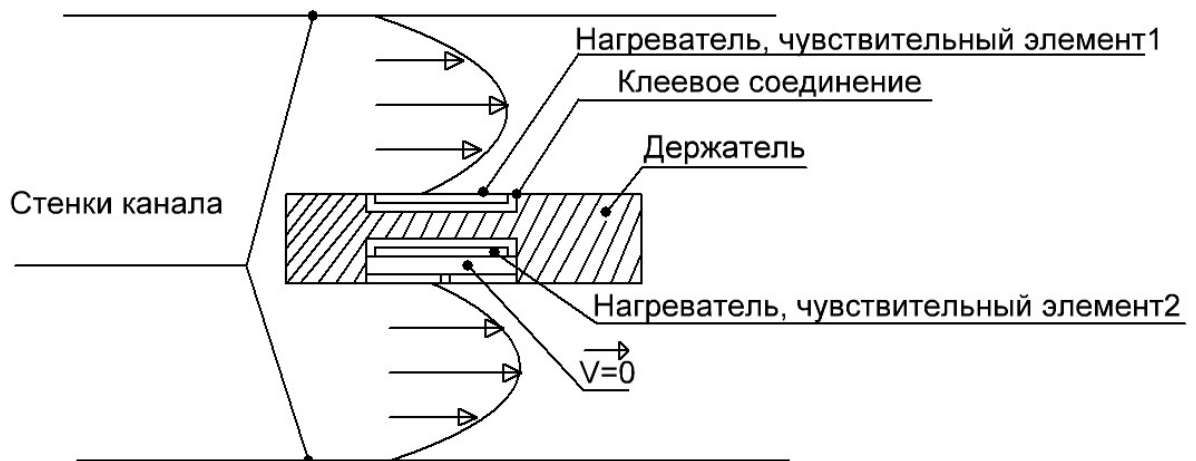


Рисунок 3.4 — К дифференциальному способу выделения полезного сигнала.

нагреватель располагается в потоке жидкости, а во второй нагреватель имеет контакт с покоящейся жидкостью, то различие в теплопередаче от нагревателей в жидкость будет связано только со скоростью движения жидкости. Условная схема, отражающая дифференциальный способ выделения полезного сигнала о скорости движения жидкости, приведена на рисунке 3.4.

В неподвижной жидкости процесс теплопереноса можно описать как $P_n = P_{sub} + P_{fluid}$, где P_n – тепловой поток от нагревателя, P_{sub} – тепловой поток в материал держателя и P_{fluid} – тепловой поток в неподвижную жидкость. Тепловое сопротивление является физическим параметром элемента конструкции, позволяющим оценить теплопередачу через этот элемент. Тепловое сопротивление можно выразить как $R_t = \Delta T / P$, где ΔT – избыточная температура, P – тепловой поток.

Тепловая модель в виде параллельного включения трех терморезисторов представлена на рисунке 3.5. $P_{sub} = \Delta T / R_{t\ sub}$, при $\Delta T = \text{const}$ (случай стабилизации избыточной температуры) тепловой поток будет неизменным. Аналогично для теплопередачи в неподвижную жидкость $P_{fluid} = \Delta T / R_{t\ fluid}$.

Для дифференциального метода измерения можно представить выделение полезного сигнала о потоке жидкости следующим образом:

$$P_{n\ dif} = P_{n1} - P_{n2} = (P_{sub} + P_{fluid}) - (P_{sub} + P_{fluid} + P_{move\ fluid}) = P_{move\ fluid}.$$

Модель выделения полезного сигнала о движении жидкости для этого метода представлена на рисунке 3.6.

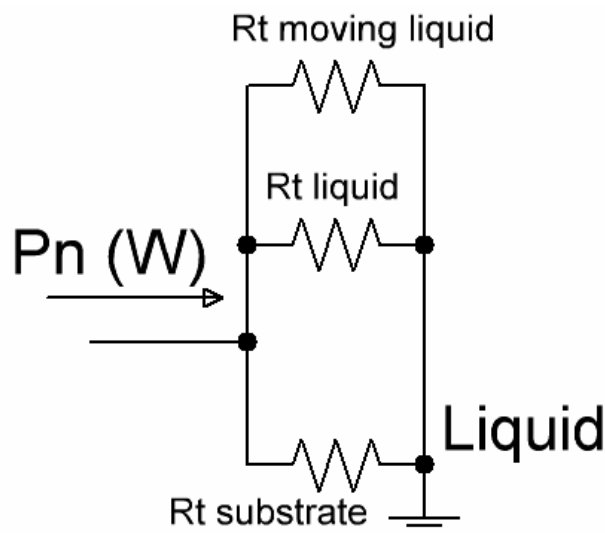


Рисунок 3.5 — Тепловая модель измерительной схемы.

При неизменном значении ΔT электрическое сопротивление нагревателей изменяется незначительно, поэтому можно принять $R_n = \text{const}$. Электрическая мощность определяется соотношением $W = I \cdot U$ или $W = U^2 / R_n$, тогда $P_n \text{ move fluid} = U_1^2 / R_{n1} - U_2^2 / R_{n2}$. При близких и неизменных значениях R_n тепловой поток, связанный с движением жидкости можно представить как $P_n \text{ move fluid} = (U_1^2 - U_2^2) / R_n$. При $U_2 = \text{const}$ (условие стабилизации температуры и отсутствия движения жидкости) изменение $(U_1^2 - U_2^2)$ будет связано только с изменением скорости движения жидкости.

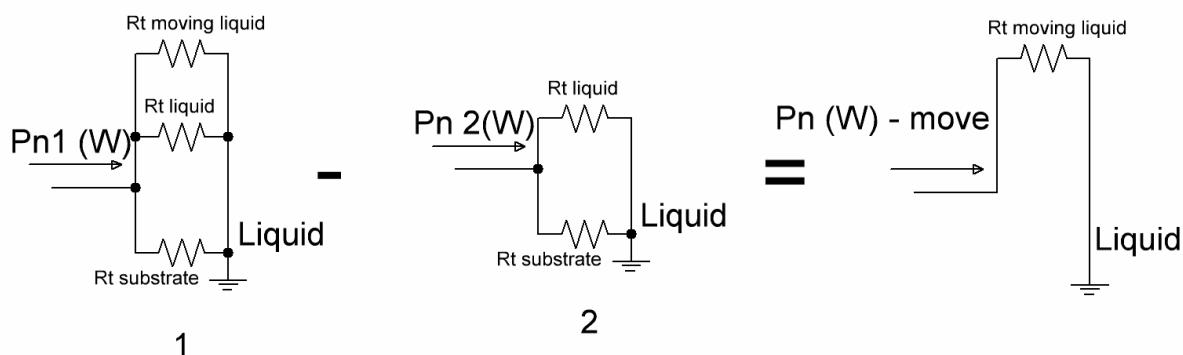


Рисунок 3.6 — Тепловая модель дифференциальной измерительной схемы.

В целом, при планировании экспериментальных исследований настоящего проекта определялись:

- основные элементы конструкции, задающие условия теплопереноса с учетом тепловых потерь через конструкционные элементы датчика и определяющие течение жидкости у поверхности чувствительного элемента;
- способ регистрации изменения интенсивности теплопереноса, связанного с изменением скорости жидкости, и способ обработки сигнала;
- характеристики чувствительного элемента;
- способ расположения чувствительного элемента в измеряемом потоке;
- защита элементов конструкции датчика от механических повреждений при изготовлении и использовании;
- способ соединения (электрического и механического) и способы герметизации от внешней среды;
- электрическая схема преобразования сигнала чувствительного элемента в электрический сигнал, удобный для дальнейшей обработки (нормирование и температурная компенсация аналоговым способом или с помощью микроконтроллера).

Структура настоящего экспериментального исследования следующая:

1. исследование тепловых сопротивлений конструкционных элементов датчика;
2. создание чувствительного элемента для датчика расхода жидкости;
3. изготовление опытного образца датчика расхода жидкости;
4. испытание опытного образца датчика;
5. оптимизация конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика.

Успешное выполнение экспериментального исследования настоящего проекта предполагает разработку конструкции и технологии изготовления чувствительного элемента, электронного преобразователя, измерительного блока и опытного образца датчика, а также разработку стенда для проведения испытаний и методики испытаний.

В заключение, приведём порядок проведения испытаний датчика расхода жидкости:

- испытание в отсутствии жидкости (на воздухе);
- испытание при наличии жидкости;
- испытание в потоке жидкости.
- оценка уровня чувствительности, диапазона измеряемых величин и ошибки измерений;
- анализ полученных данных.

Основная задача анализа полученных данных заключается в разработке предложений по введению изменений в конструкцию датчика, позволяющих улучшить его конструктивно-технологические и функциональные параметры.

3.2 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ КОНСТРУКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДАТЧИКА

3.2.1 Нагрев постоянным электрическим током

В датчиках измерения расхода подвижной среды, основанных на измерении изменений теплопереноса, актуальным является рассмотрение не только передачи тепла в среду, но и в элементы конструкции. Схематично элементы системы, участвующей в процессе теплопереноса, показаны на рисунке 3.7.

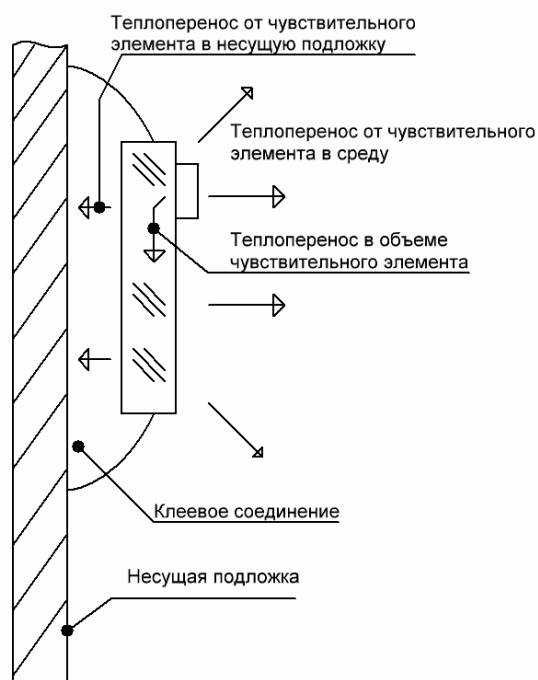


Рисунок 3.7 — Основные элементы системы участвующих в процессе теплопереноса в датчиках расхода.

Обязательными компонентами процесса теплообмена в датчике расхода являются:

- теплообмен с подвижной средой (флюидом) — «полезная составляющая»;
- теплообмен с несущей подложкой, которая необходима для механического расположения чувствительного элемента в потоке — «паразитная составляющая».

Теплообмен с флюидом определяется перепадом температур поверхности чувствительного элемента (нагревателя), контактирующего с флюидом, и объемной

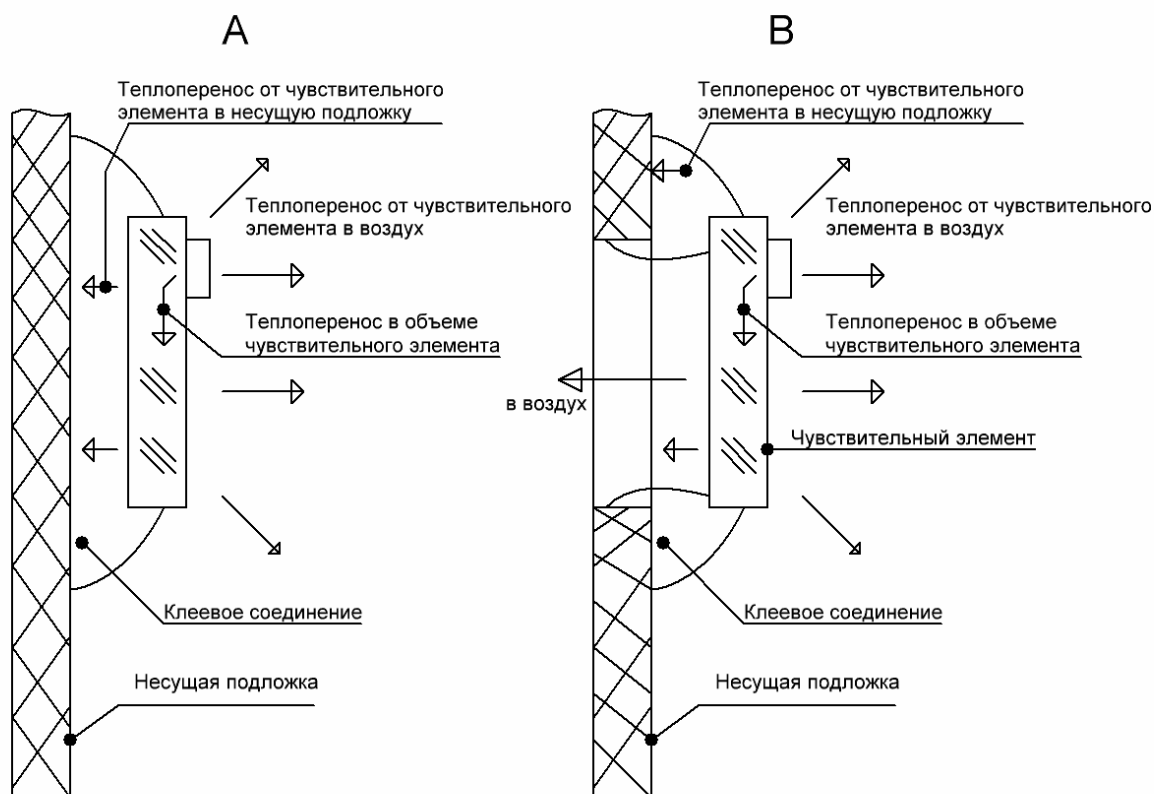


Рисунок 3.8 — Крепления чувствительного элемента для проведения испытаний на воздухе. Вид А – соединение с несущей подложкой по всей поверхности; вид В – соединение с несущей подложкой за уголки (минимальный тепловой контакт).

температурой флюида, площадью контакта и физическими свойствами флюида. Для разработки датчика расхода жидкости необходимо получить количественные данные теплопереноса по указанным компонентам.

Получение количественных данных и определение особенностей теплопереноса можно выяснить, изменяя количественную величину компонента. Например, подводя энергию к кристаллу, не имеющего контакта к элементам конструкции, т.е. свободно расположенный во флюиде чувствительный элемент. Таким образом, можно, используя данные о подводимой мощности и создаваемому ей перепаду температур между элементом и флюидом, посчитать тепловое сопротивление чувствительного элемента к флюиду. Разделив значение теплового сопротивления на площадь контактирующей поверхности, можно получить удельное тепловое сопротивление. В данном случае нельзя забывать о тепловом сопротивлении в объеме чувствительного элемента, которое может быть существенным и определять отличие температур по поверхности чувствительного

элемента. Зная тепловое сопротивление к флюиду, можно оценить тепловое сопротивление соединения с различными материалами несущей подложки.

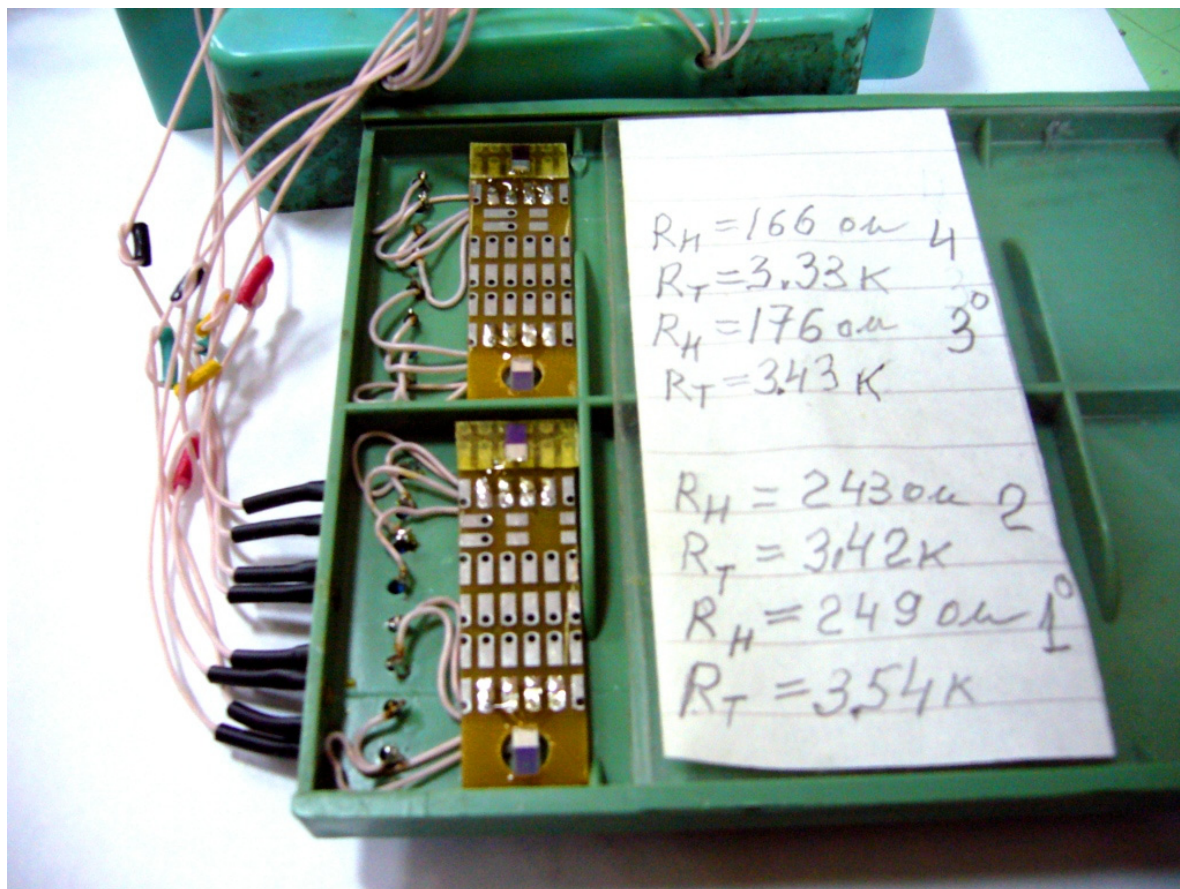


Рисунок 3.9 — Рабочее место для измерения параметров теплопередачи в воздух и в печатную плату через клеевое соединение.

Для изучения теплопередачи использовано рабочее место, в котором для измерения в воздушной среде установлены кристаллы, закрепленные по уголкам к плате (минимальные тепловые потери) и приклеенные плоскостью к текстолитовой плате (влияние теплопереноса на плату по клеевому соединению). Структура соединения чувствительного элемента всей плоскостью с текстолитовой подложкой приведена на рисунке 3.8, вид А. Структура минимального контакта при креплении чувствительного элемента за уголки приведена на рисунке 3.8, вид В. Конструкция стенда для проведения измерений показана на рисунке 3.9.

Исследование теплопередачи проводилось в следующем порядке:

- 1) определение ТКС поликремневых резисторов;

- 2) определение теплового сопротивления чувствительного элемента при креплении его с различной площадью клеевого слоя к текстолиту (рисунок 3.8);
- 3) определение изменения теплового сопротивления чувствительного элемента при обдуве слабым потоком воздуха (вентилятор) чувствительного элемента и подложки;
- 4) качественное определение изменения теплового сопротивления при локальном импульсном обдуве чувствительного элемента (резиновая груша).

В результате измерений определен ТКС нагревателя, который составил величину 0.11%/С.

Кристалл №1 закреплен над отверстием в подложке уголками с использованием компаунда компаундом «Виксинт», кристалл №2 закреплен на подложке всей поверхностью. Схема включения приведена на рисунке 3.10.

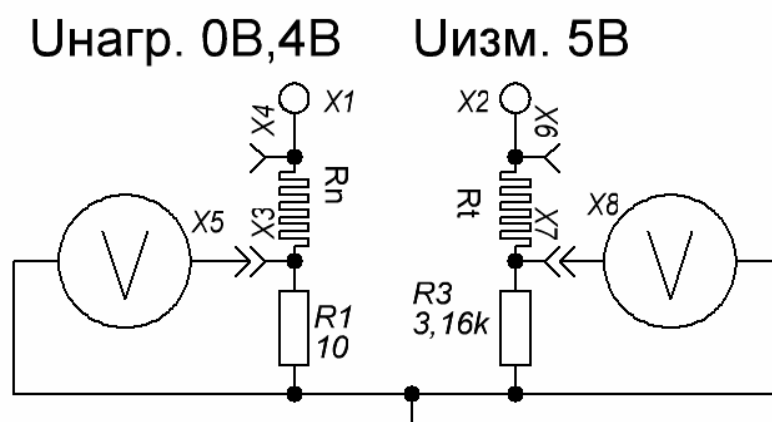


Рисунок 3.10 — Электрическая схема стенда испытаний датчиков расхода жидкости.

На рисунке показаны резисторы:

R_n – нагреватель чувствительного элемента;

R_t – отдельный высокоомный резистор для измерения температуры, расположенный на чувствительном элементе.

Данные измерений представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Результаты измерения нагрева чувствительных элементов расположенных на плате (Рисунок.3.9) с различным креплением.

Кристалл №	Uизм. (5В)	Uнагр. (1...15В)	U1,В	U2,В (нагреватель)	t °C Rt избыт.	t °C Rn избыт.
1	5	15.828	2.36	0	0	0
			2.07	4	241	278,6
2	5	14.061	2.397	0	0	0
			2.266	4	101	123,46

В таблице использованы следующие обозначения:

t °C Rt – температура резистора на краю чувствительного элемента;

t °C Rn – температура нагревателя;

U1 – напряжение на делителе Rt;

U2 – напряжение на делителе Rn;

U изм. - напряжение, приложенное к делителю Rt;

U нагр. – напряжение, приложенное к делителю Rn.

1. Измерения в нормальных условиях (Н.У.).

Питание нагревателя отключено, на делитель, содержащий Rt, подано напряжение. Определяем ток делителя как $I(Rt) = U(X2)/R3$ ($R3=3,16$ кОм). И напряжение на терморезисторе $U = U(X2) - UR3$. В результате вычисляем сопротивление $R=U/I$ (где U напряжение на терморезисторе).

2. Измерения при включенном нагревателе.

Производятся измерения по п.1. Вычисляем изменение сопротивлений при нагреве как $\Delta R = R_{н.у.} - R$. Затем определяем отклонение температуры, вызванное воздействием нагревателя следующим образом: $\Delta t = \Delta R * 100 / (R_{н.у.} * 0.11)$, где $0.11\%/^{\circ}\text{C}$ – ТКС резистора, $R_{н.у.}=166$ Ом. (для Н.У.)

Из данных приведенных в таблице 3.1 можно вычислить тепловые сопротивления, а при учете геометрических размеров можно вычислить и удельные тепловые сопротивления как физический параметр.

При расположении чувствительного элемента в воздухе получены следующие значения теплового сопротивления и удельного теплового сопротивления (для удобства мощность выражена в мВ):

- тепловое сопротивление для кристалла №1 (свободный кристалл, крепление за уголки) составило $2.786^{\circ}\text{C/мВт}$, а удельное тепловое сопротивление – $12.958^{\circ}\text{C/мВт/см}^2$;
- тепловое сопротивление для кристалла №2 (приклеенный кристалл) составило $1.234^{\circ}\text{C/мВт}$, а удельное тепловое сопротивление – $7.143^{\circ}\text{C/мВт/см}^2$.

Таким образом, различие удельного теплового сопротивления составляет 81%, что свидетельствует о важности процедуры минимизации теплового контакта с подложкой.

В данном случае мы провели оценку соотношения теплопередачи в воздух и в подложку. Для оценки теплопередачи в воду был использован кристалл чувствительного элемента ДМРВ (без формирования тонкой мембраны) на бронзовом основании. Конструкция чувствительного элемента представлена на рисунке 3.11. Подложка в этом случае представляет собой бронзовую пластину толщиной 0,4мм, сопротивление нагревателя кристалла ДМРВ составляет $R_n=848\text{ Ом}$.

Нагрев чувствительного элемента осуществлялся в воздухе и воде приложением к нагревателю фиксированных напряжений от 1В до 14В. Измерения проводились при возрастании напряжения (прямой ход – п.х.) и далее при снижении напряжения (обратный ход – о.х.) с выдержкой на каждом этапе около 1 минуты. Полученные данные представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 Изменение температуры чувствительного элемента T в воздухе и в воде при изменении напряжения питания нагревателя V_n .

$V_n, \text{ В}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	12	14
$T, ^{\circ}\text{C}$ воздух	0	0,9	2,7	3,6	3,6	5,4	6,3	9	9,9	11,7	16,2	21,6
$T, ^{\circ}\text{C}$ вода	0,91	0,82	1,26	1,53	2,09	2,64	3,46	4,37	5,37	6,42	10,37	13,19



Рисунок 3.11 — Расположение кристалла (чувствительного элемента) на бронзовом основании.

Вычисление теплофизических параметров по данным измерений проводилось по аналогии с испытаниями, результаты которых приведены в таблице 3.1. Подводимая мощность при 10В питания составила 118мВт, а избыточная температура для воды - 6,42 °С, для воздуха – 11,7 °С. В результате

удельное тепловое сопротивление составило в воздухе - $0.099\text{ }^{\circ}\text{C/мВт/см}^2$, а в воде – $0.054\text{ }^{\circ}\text{C/мВт/см}^2$.

Различие теплопередачи от чувствительного элемента в подложку при установке чувствительного элемента на текстолит и бронзу ($7.143\text{ }^{\circ}\text{C/мВт/см}^2$ и $0.099\text{ }^{\circ}\text{C/мВт/см}^2$) в 72 раза показывает важность выбора материала подложки, которая оказывает паразитное влияние на полезный сигнал от чувствительного элемента. Теплообмен чувствительного элемента с движущейся средой должен быть преобладающим, то в этом случае полезный сигнал может быть успешно выделен и обработан. Кроме того, существенное накопление тепла в подложке приводит к значительным временам установления стационарного режима и является значимым источником ошибок.

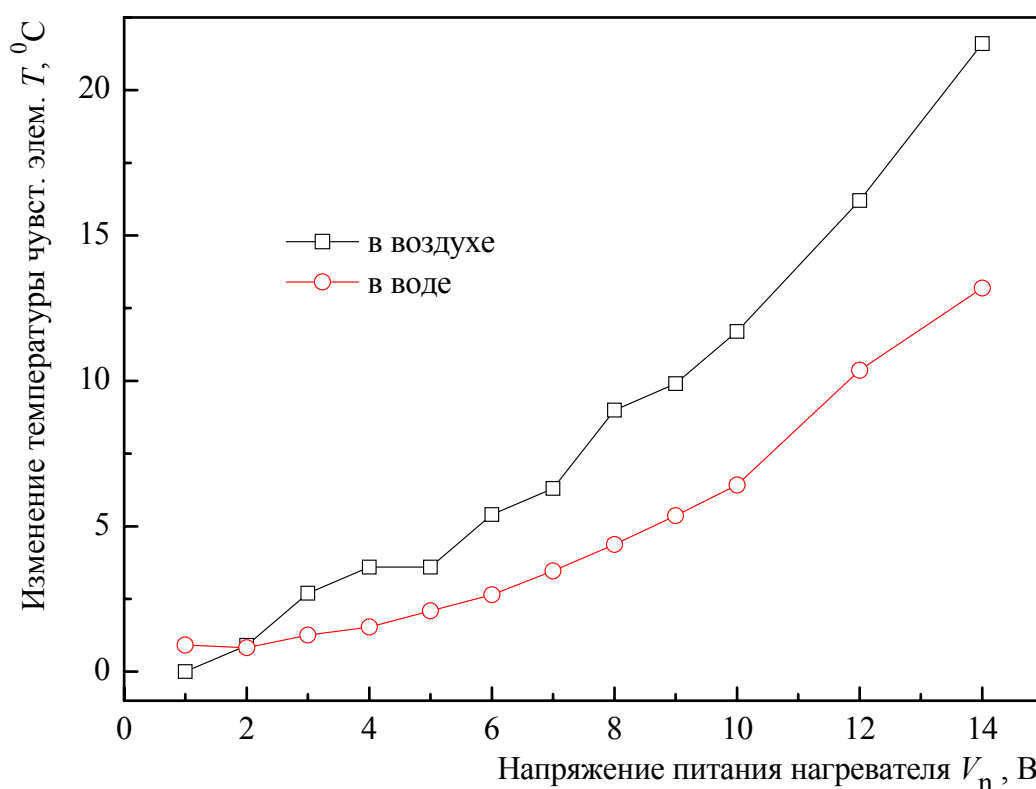


Рисунок 3.12 — Изменение температуры чувствительного элемента T в зависимости от напряжения питания нагревателя V_n в воздухе и в воде.

На рисунке 3.12 представлено изменение температуры чувствительного элемента T в зависимости от напряжения питания нагревателя V_n в воздухе и в воде. Как следует из рисунка, теплообмен с жидкостью более интенсивный, что

является очевидным фактом, и различие в результатах для воздуха и воды довольно существенно, что позволяет использовать этот элемент как детектор среды.

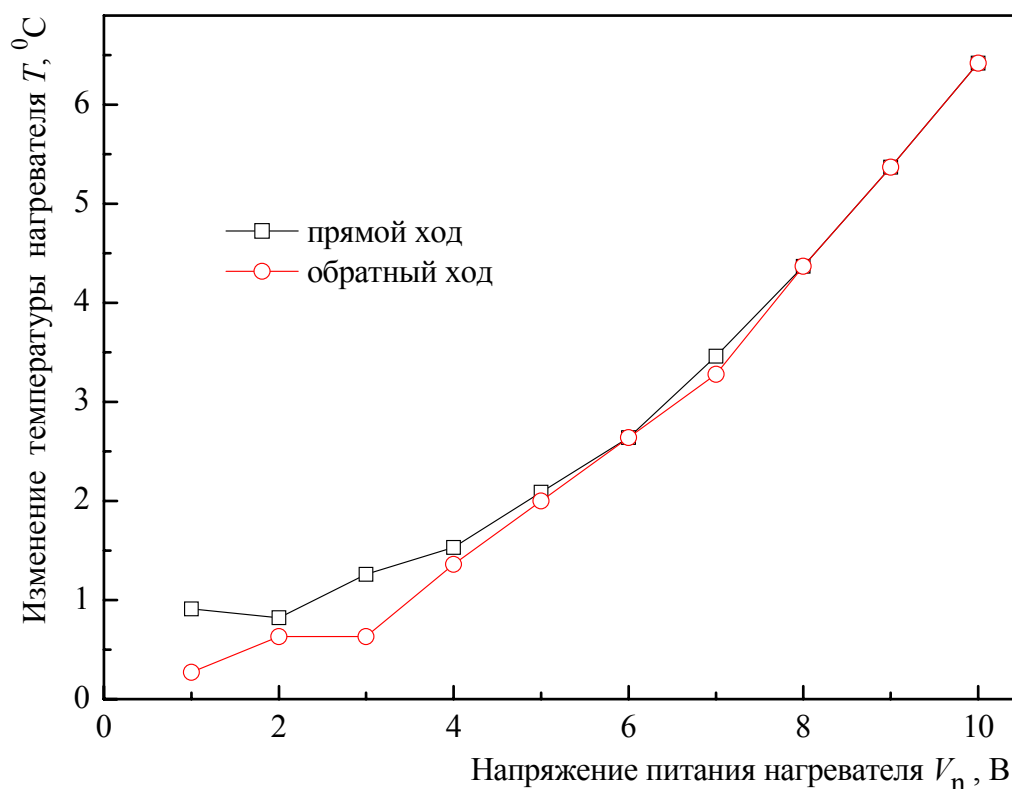


Рисунок 3.13 — Изменение температуры нагревателя T в зависимости от напряжения питания нагревателя V_n в воде в случае прямого и обратного хода изменения напряжения.

На рисунке 3.13 представлено изменение температуры нагревателя T в зависимости от напряжения питания нагревателя V_n в воде в случае прямого и обратного хода изменения напряжения. Из рисунка следует, что чем выше избыточная температура нагревателя, тем более воспроизводимы результаты измерений.

В заключение раздела 3.2.1 приводим результаты измерения температуры чувствительного элемента в случае обдува его потока воздуха. При подаче на делитель нагревателя (рис. 2.10) напряжения равного 10В ($U_n=2.77В$) и питания измерительного делителя 5В происходит нагрев R_t на $83,2^{\circ}C$. А в случае обдува

ненормированным потоком с использованием вентилятора его температура понижается на 41,13 °С.

Изменения напряжения, полученные в результате сильного воздушного обдува, составило:

- для кристалла с креплением над отверстием изменение потенциала составило 10мВ, что соответствует охлаждению на 9,4 °С;
- для кристалла с креплением по всей поверхности изменение потенциала составило 3мВ, что соответствует охлаждению на 2,8 °С.

Величина приведенного выше изменения напряжения фактически отражает уровень полезного выходного сигнала датчика, который необходимо будет обрабатывать с требуемой точностью.

3.2.2 Импульсный нагрев

Испытания проводились для двух конструкций чувствительного элемента с целью определения влияния теплоемкости элемента на скорость изменения его температуры при ограниченной подводимой электрической мощности:

1. тонкая мембрана ДМРВ, состоящая из слоев поликремния, двуокиси кремния, и нитрида кремния общей толщиной 1,0 – 2,0 мкм;
2. толстая мембрана ДРЖ (поликор толщиной 160мкм).

3.2.2.1 Нагрев тонкой мембраны

Испытания выполнялись с целью определения возможности измерения расхода при использовании импульсного нагрева термочувствительного элемента косвенным способом.

Условия испытаний:

- нагрев среды, регулируемые по длительности импульсами тока, протекающими по нагревателю;
- напряжение, приложенное к нагревателю = 5В;
- сопротивление нагревателя = 500 Ом.
- измерение температуры термочувствительного резистора, расположенного на тонкой мембране вблизи от нагревателя, определялось по изменению сопротивления;

- изменение сопротивления регистрировалось осциллографом по изменению напряжения.

На рисунке 3.14 (a;b;c;d) представлено изменение напряжения на резисторе R_t (схема на рис.3.10) при длительности импульса напряжения питания нагревателя 10мс (a;c) и 1мс (b;d) в случае неподвижного (a;b) и движущегося (c;d) воздуха.

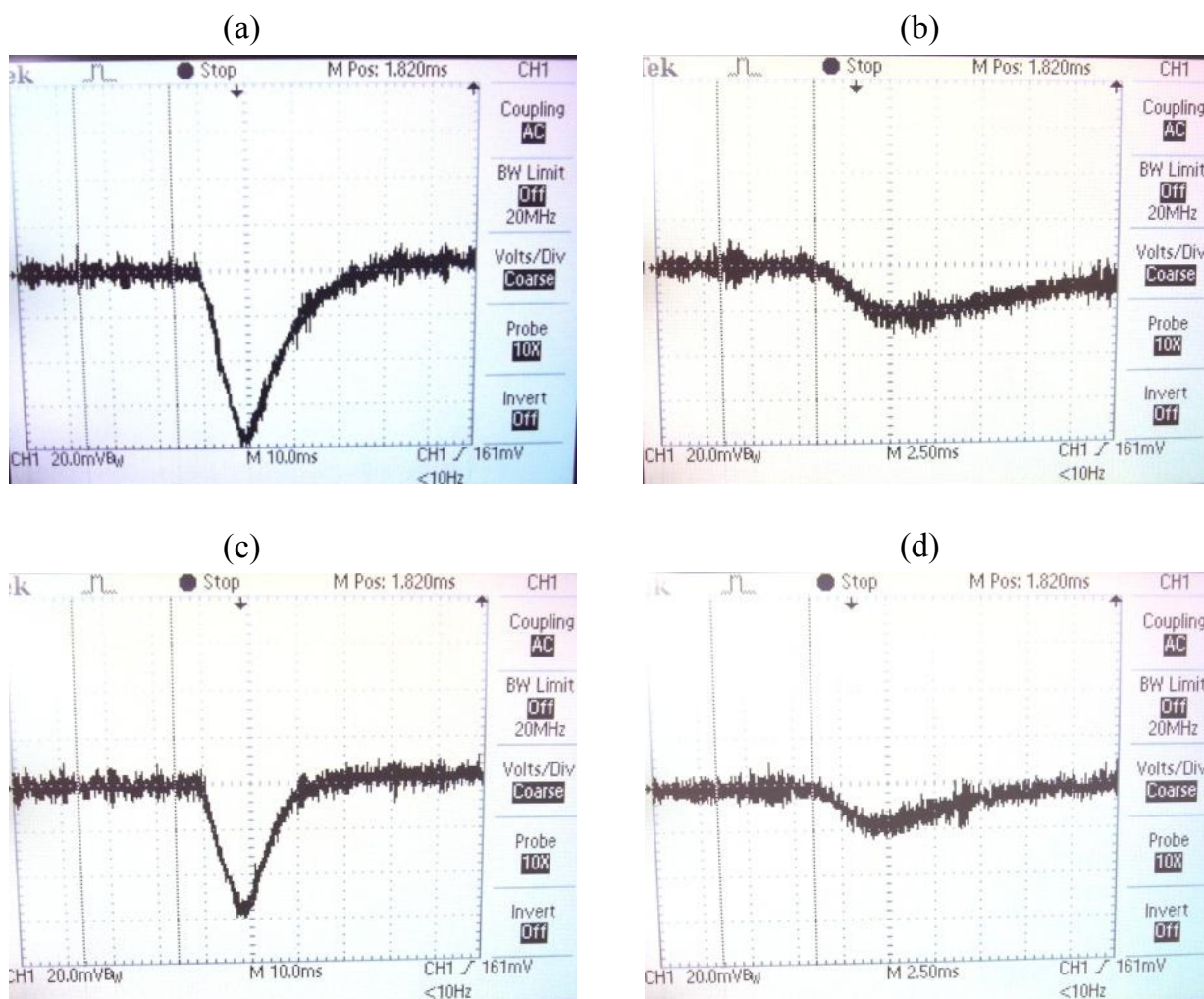


Рисунок 3.14 (a;b;c;d) — Изменение напряжения на резисторе R_t при длительности импульса напряжения питания нагревателя 10мс (a;c) и 1мс (b;d) в случае неподвижного (a;b) и движущегося (c;d) воздуха.

Значение напряжения на резисторе R_t зависит от величины его сопротивления, которая в свою очередь является функцией температуры. Поэтому нагрев резистора R_t приводит к изменению напряжения на резисторе. Как следует из рисунка, в частности для неподвижного воздуха (a;b) при отличии времени подачи импульса питания в 10 раз соответствующие амплитуды напряжения

отличаются в 4 раза. Очевидно, что движущийся воздух интенсивнее охлаждает резистор чем неподвижный, препятствуя тем самым его нагреву. Поэтому, как наглядно демонстрируют рисунки (а;с), при одинаковой подводимой к резистору электрической мощности в движущемся воздухе изменение напряжения на резисторе меньше чем в неподвижном.

3.2.2.1 Нагрев толстой мембраны

Испытания выполнялись для неподвижного и движущегося воздуха с непосредственным нагревом чувствительного элемента. На рисунке 3.15 представлена электрическая схема для проведения измерений в импульсном режиме и ожидаемые характеристики выходного сигнала.

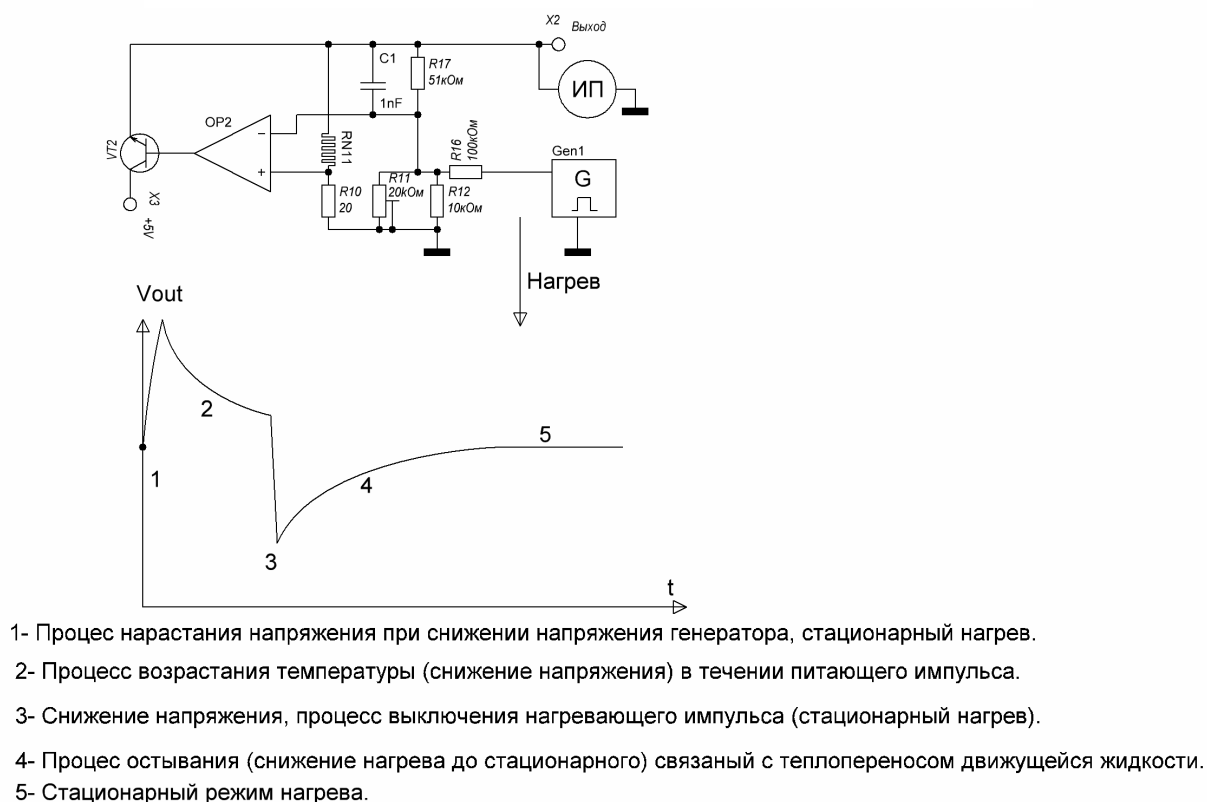


Рисунок 3.15 — Электрическая схема для проведения измерений в импульсном режиме и ожидаемые характеристики выходного сигнала.

На рисунке 3.16 показано крепление чувствительного элемента. Как видно из рисунка, крепление чувствительного элемента выполнено краем на несущую текстолитовую подложку. В этом случае получается малый тепловой контакт чувствительного элемента с конструктивными элементами датчика.

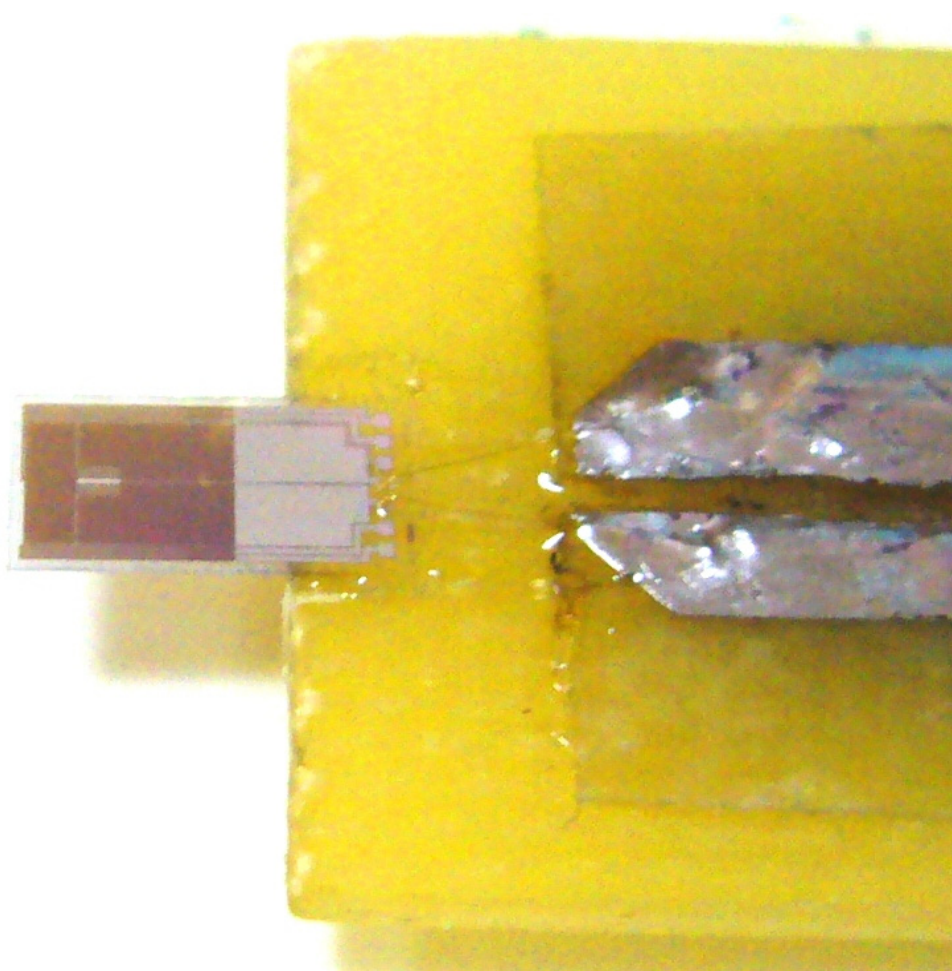


Рисунок 3.16 — Крепление чувствительного элемента к плате с малым тепловым контактом к несущей конструкции для изучения теплопередачи в воздух и воду.

Кратко, процедура испытаний следующая. Резистором R11 (рис. 3.15) устанавливается напряжение на выходе схемы около 2В. На выходе генератора устанавливается амплитуда импульсов прямоугольной формы такая, чтобы схема не выходила из активного режима (без отсечки или насыщения). Осциллографом регистрируется форма выходного сигнала. При непосредственном нагреве измерительного резистора (R_n), который является одновременно и нагревателем и измерителем температуры, получаем выходной сигнал, определяемый процессом изменения режима питания и процессом изменения сопротивления нагревателя.

На рисунке 3.17 (а) показан выходной сигнал датчика при частоте импульсов 10Гц (длительность импульса 50мс). Длинное нарастание напряжения соответствует переднему фронту положительного импульса. Длинное снижение потенциала (не самое глубокое и расположенное от нарастающего на 50мс) это начало отрицательного импульса.

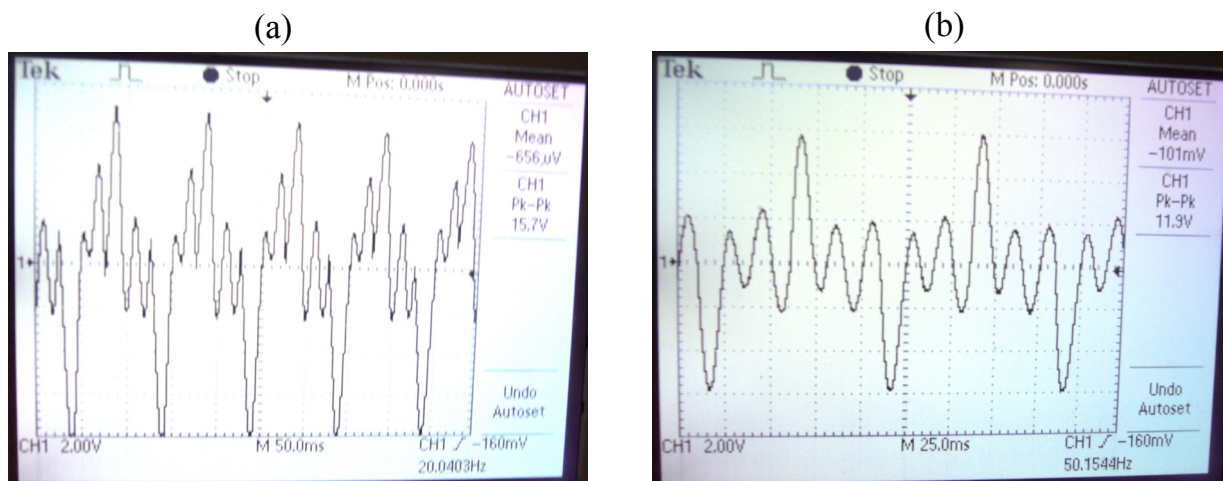


Рисунок 3.17 (a;b) — Выходной сигнал датчика при импульсном изменении режима нагрева в случае неподвижного (a) и движущегося (b) воздуха.

Схема управления работает в режиме стабилизации температуры. В схеме поддержания температуры используется довольно быстрый операционный усилитель ОРА2333. Следовательно, неровности характеристики связаны с процессом изменения теплообмена энергии нагревателя с подложкой и средой.

Как видно из рисунка 3.17 (a), полученные характеристики выходного сигнала обладают высокой симметрией формы нарастания и спада напряжения. Также видна стабильность волновых переходных процессов, наложенных на прямоугольный импульс с периодом около 10мс. Можно предположить, что колебательный процесс определяется регулированием подводимой мощности при локализованном нагреве подложки.

Действительно, в начальный момент увеличение установленной температуры вызывает возрастание напряжения питания нагревателя до определенного уровня. Поглощение подведенной энергии в начальный момент процесса происходит материалом подложки, расположенной в непосредственной близости от нагревателя. Краевая часть нагревателя отдает энергию не только в глубину подложки но и в горизонтальном направлении. В связи с чем она будет иметь меньшую температуру чем средняя часть подложки, следовательно, по мере нагрева материала в краевой части температура средней части нагревателя может немного превысить установленную среднюю температуру нагревателя.

Перераспределение температуры от центральной части нагревателя к периферии вызовет превышение температуры чувствительного элемента средней

температуры нагревателя и первый провал в нарастании выходного напряжения. Следующее возрастание напряжения выходного сигнала снова вызовет возрастание температуры подложки, прогретая область подложки расширится. Тепло за счет свойства теплопроводности подложки будет далее распределяться от нагревателя.

Как следует из рисунка 3.17 (а), до начала отрицательного импульса можно видеть затухающее колебательное асимптотическое приближение напряжения выходного напряжения к стационарному значению с уменьшением амплитуды колебательного процесса. Характеристика спада напряжения выходного напряжения аналогична характеристики нарастания. Данные процессы заметны, и требуют учета при организации локализованного нагревателя. Описанный колебательный процесс может вызывать проблемы работы систем поддержания температуры и создавать фазовую неустойчивость.

На рисунке 3.17 (b) представлен выходной сигнал датчика при импульсном изменении режима нагрева в случае обдува чувствительного элемента слабым потоком воздуха (использовался вентилятор). Как следует из рисунка, обдув вызывает снижение амплитуды выходного сигнала. Четко выделяется только скачок напряжения при подаче положительного или отрицательного импульса. Кроме этого изменяется период переходного процесса выходного сигнала. Причиной изменения выходного сигнала в этом случае является увеличение интенсивности теплоотдачи от чувствительного элемента в воздух.

3.2.3 Выводы

Основными выводами являются:

- выполнено исследование тепловых сопротивлений конструктивных элементов датчиков расхода;
- проведена оценка критичности тепловых потерь и уровня сигнала, содержащего информацию о величине расхода;
- получены данные, необходимые для корректного выбора конструкции чувствительного элемента и способа обработки выходного сигнала.

3.3 СОЗДАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ

3.3.1 Материал чувствительного элемента

Материал подложки. Требования к материалу подложки для крепления чувствительного элемента определяются совместимостью с тонкопленочной технологией изготовления. Свойства материала подложки должны обеспечить её механическую прочность в процессе изготовления, химическую совместимость с используемыми технологическими материалами, устойчивость к воздействию технологических температур, например при осаждении поликремния (800°C) или процесса диффузии легирующей примеси (1000°C). Наиболее полно этим требованиям удовлетворяет керамика на основе окиси алюминия ВК100 (поликор).

Материал терморезисторов. В настоящее время наибольшее распространение получили плёночные терморезисторы на основе платины. Одно из основных достоинств этих резисторов это высокий температурный коэффициент сопротивления. Альтернативным и значительно более дешёвым в случае промышленного производства является процесс формирования поликремневых терморезисторов. Используя оптимизированную технологию формирования, в частности задавая оптимальные температурные характеристики процессов легирования и отжига, можно добиться достаточно высокого температурного коэффициента сопротивления поликремневых терморезисторов в сочетании с высоким уровнем линейности зависимости сопротивления от температуры.

В настоящем проекте, терморезисторы формируются на основе поликристаллического кремния, полученного методом газофазного осаждения при пониженном давлении. Легирование производится согласно режиму, обеспечивающему наибольший температурный коэффициент сопротивления при линейности зависимости сопротивления от температуры. Для защиты от воздействия загрязнений и химически активных веществ резисторы покрываются слоем окисла и нитрида кремния. Конфигурация резисторов, а также требуемые окна в защитных слоях формируются методом фотолитографии с использованием жидкостного и плазменного травления.

Металлизированные площадки и проводники. В качестве слоя металлизации использован алюминий, толщиной 1.0 мкм -1.2мкм, полученный вакуумным

напылением с использованием магнетронного распыления или резистивного вакуумного испарения. Конфигурация металлизированных контактных площадок и частично подводящих проводников формируется методом фотолитографии.

3.3.2 Оборудование для формирования чувствительного элемента

Изготовление чувствительных элементов производится на микроэлектронном производстве, в чистых комнатах с использованием оборудования микроэлектронного производства. Кроме системы обеспыливания и поддержания микроклимата применяются системы:

- подготовки деионизованной воды;
- технологическое оборудование для сжатых газов и вакуумные камеры;
- системы подготовки технологических газов;
- приборы контроля давления газов;
- приборы измерения точки росы и запыленности;
- приборы измерения температуры (включая приборы для измерения температурных профилей в технологическом оборудовании);

Оборудование для проведения технологических процессов:

- линия химической обработки «Лада-химия», на этой линии проводятся процессы химической очистки, жидкостного травления технологических слоев, профильное травление кремния;
- установки плазмохимической обработки «08ПХО-100Т-005», «08ПХО-100Т-001», на которых производится сухое травление, зачистка поверхностей;
- линия фотолитографии «Лада-3», используется для процессов фотолитографии и включает в себя установки нанесения и сушки фоторезиста, установки совмещения и экспонирования установку проявления;
- система диффузионная однозонная многотрубная СДОМ-3/100, на которой производится окисление поликристаллического кремния, диффузия примесей, отжиг и вжигание контактов;

- установка «Анис», на которой производится газофазное осаждение тонких пленок (Si, SiO₂, Si₃N₄);
- установки вакуумного напыления металлов УВН-71 (резистивное испарение) и УРМ-50 (магнетронное распыление), на которых производится формирования металлизации;
- установка «Алмаз», для резки пластин на кристаллы для последующего разделения на кристаллы;
- установка ультразвуковой микросварки для электрического соединения кристалла с платой.

Средства измерений и технологического контроля:

- комплект микроскопов “Leitz” для контроля поверхности и измерения размеров, система MPV-SP и микроскоп МИИ-4 для измерения толщин тонких пленок кремния, оксида кремния, поликремния, алюминия, фоторезиста;
- установка ИУС-3 для измерения поверхностного сопротивления четырехзондовым методом;
- установка «Зонд-5А» для проведения измерений электропараметров и функционального контроля.

3.3.3 Технология формирования чувствительного элемента

Для получения чувствительных элементов разработан технологический процесс изготовления чувствительного элемента ДРЖ, который включает в себя основные технологические операции.

- 1) Входной контроль керамических подложек и формирование партии.
- 2) Гидромеханическая обработка с целью удаления грубых загрязнений и инородных частиц.
- 3) Химическая обработка. Стандартный блок технологических операций, используемый в производстве интегральных микросхем который включает в себя:
 - обработку в смеси Каро;

- обработку в перекисно-аммиачном растворе;
- сушку в парах изопропилового спирта.

Обработка в смеси Каро (горячий раствор серной кислоты и перекиси водорода) позволяет удалять очень сильные загрязнения, особенно эффективно органические загрязнения. Перекисно-аммиачный раствор состоит из горячей смеси перекиси водорода и аммиака обладает высокими очищающими свойствами, легко удаляется в проточной деионизованной воде. Моющие растворы удаляются промывкой при помощи деионизованной воды в трехкаскадных ваннах. Окончательная очистка и удаление воды происходит в парах изопропилового спирта. При помещении пластин в пары изопропилового спирта спирт смачивает поверхность пластины. Между поверхности пластины и водой на поверхности формируется слой спирта (слой Маркони), и вода падает вниз. Сушка происходит до прекращения полного смачивания поверхности спиртом. Данный способ очистки является самым совершенным и позволяет получать поверхности более чистые, чем, например при плазменной очистке. Этим обеспечивается высокое качество изделий и повторяемость процессов.

- 4) Осаждение поликремния на установке «Анис». Производится при пониженном давлении разложением моносилана. Полученные пленки поликристаллического кремния имеют толщину порядка 0,9 мкм.
- 5) Маркировка пластин. Маркировка производится на слое поликремния.
- 6) Химическая обработка. Производится с целью удаления микрочастиц осевших на поверхности при окончании процесса формирования поликристаллического кремния и операции маркировки.
- 7) Отжиг в азоте в течение одного часа. Данная операция позволяет провести структурные изменения в пленке поликремния.
- 8) Химическая обработка в перекисно-аммиачном растворе с последующей обработкой в парах изопропилового спирта производится при необходимости (в случае нарушения межоперационного времени с последующей операцией).

- 9) Диффузия бора. Загонка и разгонка примеси совмещены и проводится при температуре 1100°C. Данный режим диффузии выбран для получения высокого (более 0,1%/°C) температурного коэффициента сопротивления.
- 10) Снятие боросиликатного стекла (БСС). При загонке примеси формируется слой боросиликатного стекла, который требует немедленного удаления после проведения диффузии.
- 11) После удаления БСС производится химическая обработка, как описано ранее.
- 12) Измерение поверхностного сопротивления слоя поликремния. Для измерения используется установка ИУС-3 (четырёхзондовый метод). По объёмному сопротивлению материала можно контролировать разбросы технологического процесса и как самый критичный параметр сохранение уровня температурной чувствительности резисторов, которые будут изготавливаться на этой пленке.
- 13) Химическая обработка. Смесь Каро+ПАР+ИПС.
- 14) 1-я фотолитография (слой поликремния). Включает в себя:
 - нанесение фоторезиста и сушку;
 - экспонирование через соответствующий фотошаблон;
 - проявление;
 - плазмохимическое травление поликремния (с обеих сторон пластины);
 - удаление фоторезиста;
 - контроль чистоты поля и размеров.
- 15) Химическая обработка. Смесь Каро+ПАР+ИПС.
- 16) Пиролитическое осаждение окиси кремния на установке «Анис» для формирования защиты поликремневых резисторов.
- 17) Химическая обработка. Смесь Каро+ПАР+ИПС.
- 18) Отжиг в азоте при 900°C
- 19) Пиролитическое осаждение нитрида кремния толщиной 0.1 мкм на установке «Анис» для формирования защиты поликремневых резисторов. Данная операция включает в себя процесс геттерирования для очистки от

микрозагрязнений (в том числе и ионных) присутствующих на границе кремний-окись кремния, а также в объеме окиси кремния. Предыдущий отжиг в азоте кроме десорбции остаточных загрязнений частично связывает загрязнения в азотистые соединения (вычищает объем и поверхность кремния, высасывает загрязнения из окисла). Процесс геттерирования производится ступенчатым медленным остыванием реактора с пластинами в атмосфере азота и позволяет окончательно связать все имеющиеся загрязнения, в том числе и ионные. Полученная при этом структура обладает высокой чистотой и стабильностью

20) Химическая обработка ПАР+ИПС.

21) 2-я фотолитография. Формирование контактных окон. Области предназначены для контакта поликристаллического кремния и металлизации. Состав операций при фотолитографии аналогичный 1-й фотолитографии. Травление плазмохимическое в две стадии. На первой стадии травится нитрид кремния, на второй травится окись кремния. Изменение режима происходит с изменением состава используемых реакционных газов.

22) Плазмохимическое удаление фоторезиста и зачистка контакта.

23) Отжиг пластин в атмосфере азота 10 мин. для снятия наведенного в плазме заряда и стабилизации системы.

24) Напыление алюминия. Толщина 1,0 - 1,2 мкм.

25) 3-я фотолитография. Формирование металлизации. Производится, как и в предыдущем случае, с использованием режимов травления для алюминия. Удаление фоторезиста производится в растворе демитилформамида.

26) Замер толщины пластин. Замер толщины необходим для проведения операции по утонению пластин. Подшлифовка производилась до толщины пластины 150мкм.

27) Контроль электрофизических параметров. Производится измерение сопротивления резисторов в нормальных условиях (Н.У.).

28) Контроль внешнего вида чувствительных элементов.

- 29) Надрезка пластин на кристаллы.
- 30) Разделение пластины на кристаллы.
- 31) Упаковка годных кристаллов для хранения до использования в шкафах с инертной атмосферой (в осушенном азоте).

3.3.4 Основные характеристики

Разработана топология чувствительного элемента ДРЖ и изготовлены фотошаблоны для изготовления чувствительных элементов (кристаллов). Геометрические размеры кристалла составили 3мм на 7мм при толщине 150мкм. Размер элемента позволяет располагать его в ограниченном пространстве измерительного блока. В качестве подложки использована керамика на основе окиси алюминия ВК100 (поликор).

На кристалле с целью универсальности применения размещены:

- нагреватель-резистор сопротивлением 150 Ом (второй вариант 250 Ом), который при приемлемых значениях питающих напряжений обеспечит необходимое значение протекающего тока, а следовательно и подводимой электрической мощности, достаточной для инициации достоверно измеряемых и надёжно контролируемых процессов теплопереноса. Подводимая электрическая мощность может достигать значения 1.0Вт.
- два резистора – измерителя температуры среды, которые имеют высокое сопротивление (порядка 3,2кОм) и при рабочих напряжениях питания измеряют температуру без заметного разогрева протекающим током;
- проводники на основе поликристаллического кремния частично перекрытые алюминиевыми шинами для снижения локализации тепловыделения в рамках нагревательного резистора.

На рисунке 3.18 представлена топология слоя поликремния чувствительного элемента ДРЖ после проведения 1-й фотолитографии. В центре расположен нагреватель, с краев резисторы для измерения температуры.

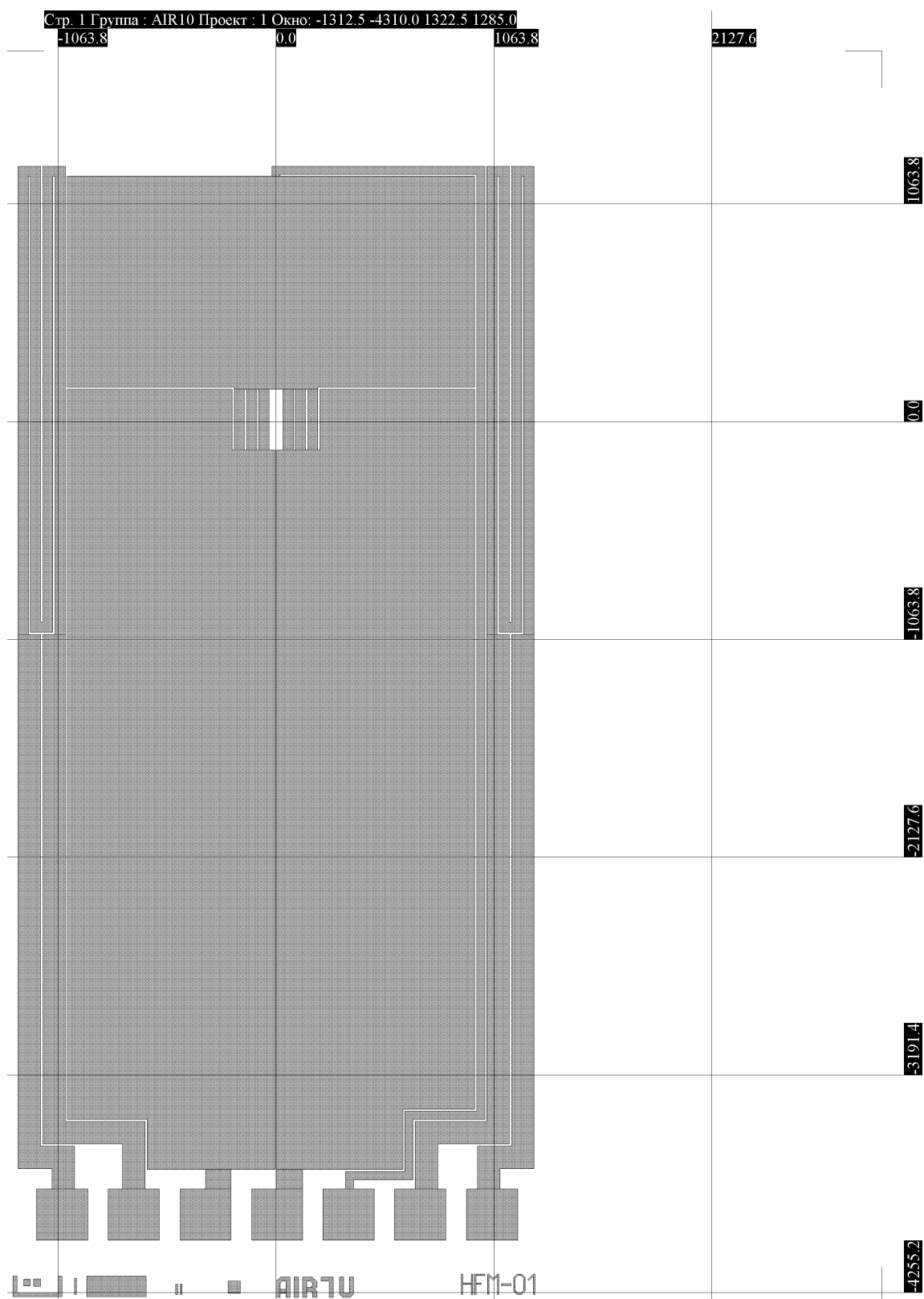


Рисунок 3.18 — Топология слоя поликремния чувствительного элемента ДРЖ после проведения 1-й фотолитографии. В центре расположен нагреватель, с краев резисторы для измерения температуры.

Резисторы чувствительного элемента имеют температурный коэффициент сопротивления $0,1\%/^{\circ}\text{C}$. Измерительная часть чувствительного элемента надёжно защищена от воздействий агрессивной среды тонким слоем нитрида кремния.

3.3.5 Выводы

Основными выводами являются:

- разработанная конструкция чувствительного элемента позволяет проводить контролируемый нагрев и измерение температуры;
- разработанная технология изготовления чувствительного элемента обеспечивает высокую воспроизводимость эксплуатационных характеристик;
- при соответствующей схеме включения изготовленный чувствительный элемент обеспечивает необходимый набор измерительных функций;
- чувствительный элемент прост по конструкции, универсален по использованию, компактен, изготовлен без применения драгоценных металлов, имеет надёжно защищенную поверхность.

3.4 ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ

3.4.1 Конструкция датчика массового расхода жидкости

Для изготовления опытного образца датчика использованы следующие составные части:

- чувствительные элементы, содержащие зависимые от температуры резисторы;
- держатель, содержащий чувствительные элементы и электрические проводники;
- электронный блок, находящийся за пределами конструкции;
- корпус датчика, представляющим собой стандартное изделие, т.н. водопроводный тройник;

Конструкция и конфигурация держателя удовлетворяет ряду требований, основные из которых:

- надежное крепление чувствительных элементов;
- герметизации системы;
- удобное место расположения подводящих электрических проводников;
- формирование конфигурации потока жидкости у поверхностей чувствительных элементов, обеспечивающей реализацию дифференциального метода измерения расхода жидкости.

Для определения конфигурации держателя поведён компьютерный эксперимент с использованием пакета ANSYS. Основные результаты компьютерного эксперимента представлены в разделе 2.2. Основными результатами моделирования являются данные о конфигурации держателя и расположении в потоке жидкости, позволяющие реализовать дифференциальный метод измерения. На основе результатов моделирования изготовлен опытный образец держателя, макет которого представлен на рисунке 3.19 (a;b). На рисунке 3.19 (a) показан вид спереди, где находится длинный паз для установки чувствительного элемента, регистрирующего теплоотдачу в движущуюся жидкость. На рисунке 3.19 (b) представлен вид сзади, где расположен углубленный паз для крепления чувствительного элемента, регистрирующего теплопередачу в неподвижную жидкость.

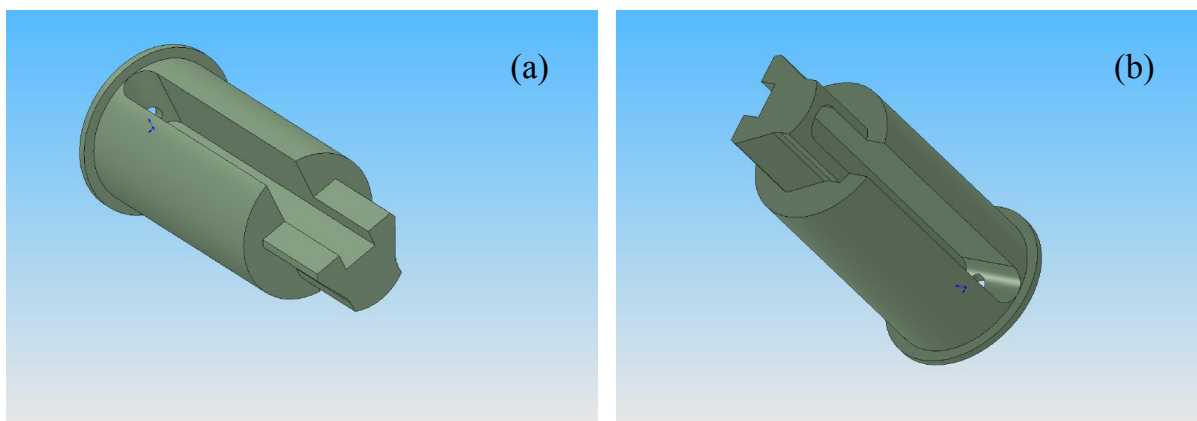


Рисунок 3.19 (a;b) — Держатель для крепления чувствительных элементов:
(a) – вид спереди; (b) – вид сзади.

Основное назначение электронного блока это предварительное усиление и выделение полезного сигнала. Исходя из необходимости получения достаточно высокого уровня полезного сигнала и возможности проведения температурной компенсации (поддержание теплового напора и проведение компенсации температурных ошибок) была разработана схема включения чувствительных элементов, реализующая дифференциальный метод измерения расхода жидкости (рисунок 3.20). Данная схема разрабатывалась с точки зрения устранения влияния составляющей выходного сигнала, связанной с теплоотдачей в неподвижную жидкость. Эта составляющая формируется стационарным питанием нагревателя для поддержания постоянной температуры чувствительного элемента в неподвижной жидкости. Таким образом, при расположении обоих нагревателей в жидкости дифференциальный выходной сигнал будет связан только с движением жидкости около одного нагревателя. Данный подход позволяет получить высокий уровень полезного сигнала и существенно упростить дальнейшую обработку и нормировку сигнала.

Схема обработки сигнала определена конструкцией датчика расхода жидкости. В настоящем проекте для опытного образца ДРЖ требуется три одинаковых чувствительных элемента, которые будут отличаться только схемой включения и организацией теплоотдачи:

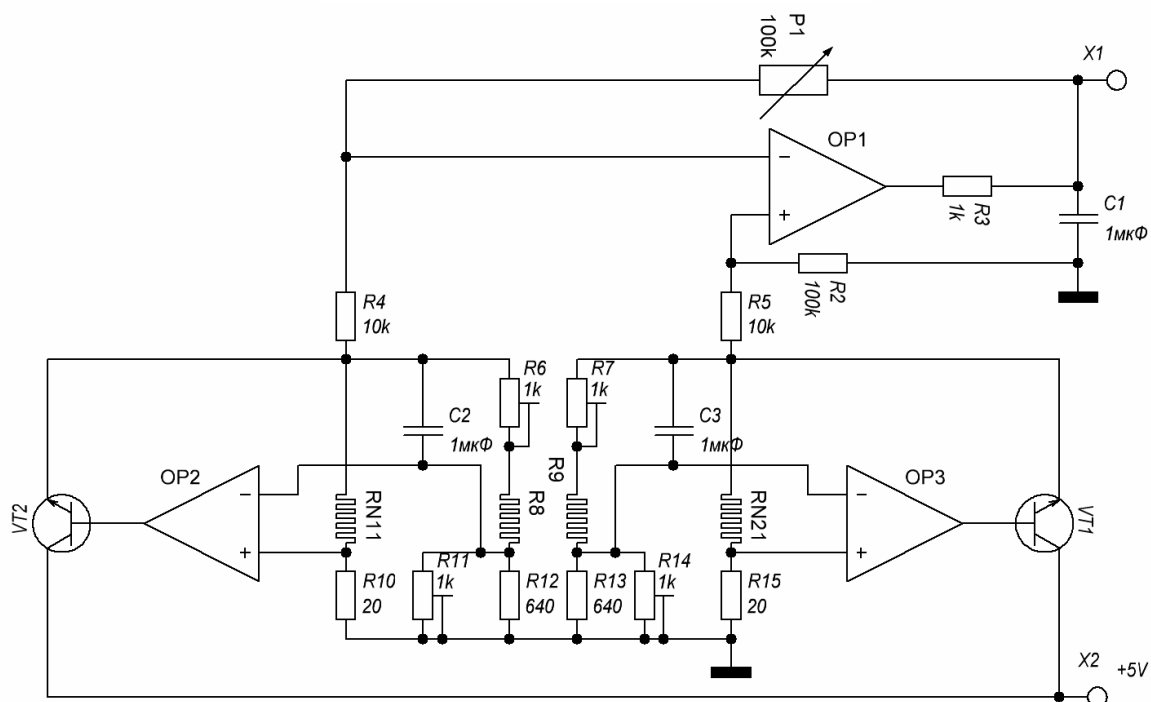


Рисунок 3.20 — Схема включения чувствительных элементов в ДРЖ, реализующая дифференциальный метод измерения расхода жидкости.

- первый элемент располагается на измерительной поверхности держателя (рисунок 3.19-а), где скорость течения жидкости близка к средней скорости в канале;
- второй элемент располагается в жидкости на поверхности держателя (рисунок 3.19-б), где перемещение жидкости имеет слабую связь со скоростью измеряемого потока и теплоотдача определена не потоком жидкости, а параметрами теплообмена с неподвижной жидкостью и элементами конструкции (тепловые потери);
- третий элемент располагается на теплопроводящей конструкции (в настоящем проекте, корпус датчика), имеет температуру жидкости и не подвергается нагреву. Для измерения температуры жидкости используются высокоомные резисторы (два резистора расположенные у края чувствительного элемента, рисунок 3.18) для формирования мостовой схемы.

3.4.2 Оборудование для изготовления датчика массового расхода жидкости

Для изготовления датчика используются детали, изготовленные на обычном механическом производстве (токарные и фрезерные работы) и стандартные

изделия, выпускаемые промышленностью. Чувствительные элементы устанавливаются на печатные платы и соединяются с электронным блоком микросваркой с использованием золотых проволочек диаметром 30мкм. Платы с чувствительными элементами приклеиваются на держатель и покрываются компаундом (Виксинт-68). Таким образом, держатель приобретает вид отдельного сборочного изделия.

Электронный блок расположен отдельно, в настоящем проекте приспособлен для получения необходимого объема измерений, включая измерения косвенных параметров. Изготовление электронного блока производится на производстве общего радиомонтажа.

Сборка датчика не требует специального оборудования и включает в себя свинчивание деталей между собой с использованием клеев для герметизации.

3.4.3 Технология изготовления датчика массового расхода жидкости

Сборочными единицами держателя являются:

- чувствительные элементы (3шт.);
- платы с печатными проводниками, плата (a) и плата (b).

На рисунке 3.21 (a;b) изображены платы с чувствительными элементами для расположения в движущейся (a) и неподвижной (b) жидкости. Плата (a) располагается на измерительной стороне держателя в движущейся жидкости. На плате расположен один чувствительный элемент с подключенным нагревателем. Чувствительный элемент расположен у края держателя.

На плате (b) установлено два чувствительных элемента. На одном из элементов находится нагреватель для регистрации теплоотдачи в неподвижную жидкость. При установке плат нагреватели смещены относительно друг друга и не имеют тепловой связи через материал держателя. Второй чувствительный элемент платы (b) производит измерения температуры жидкости по двум независимым высокоомным резисторам и расположен на удалении от элемента с нагревателем с целью минимизации передачи тепла от нагревателя.

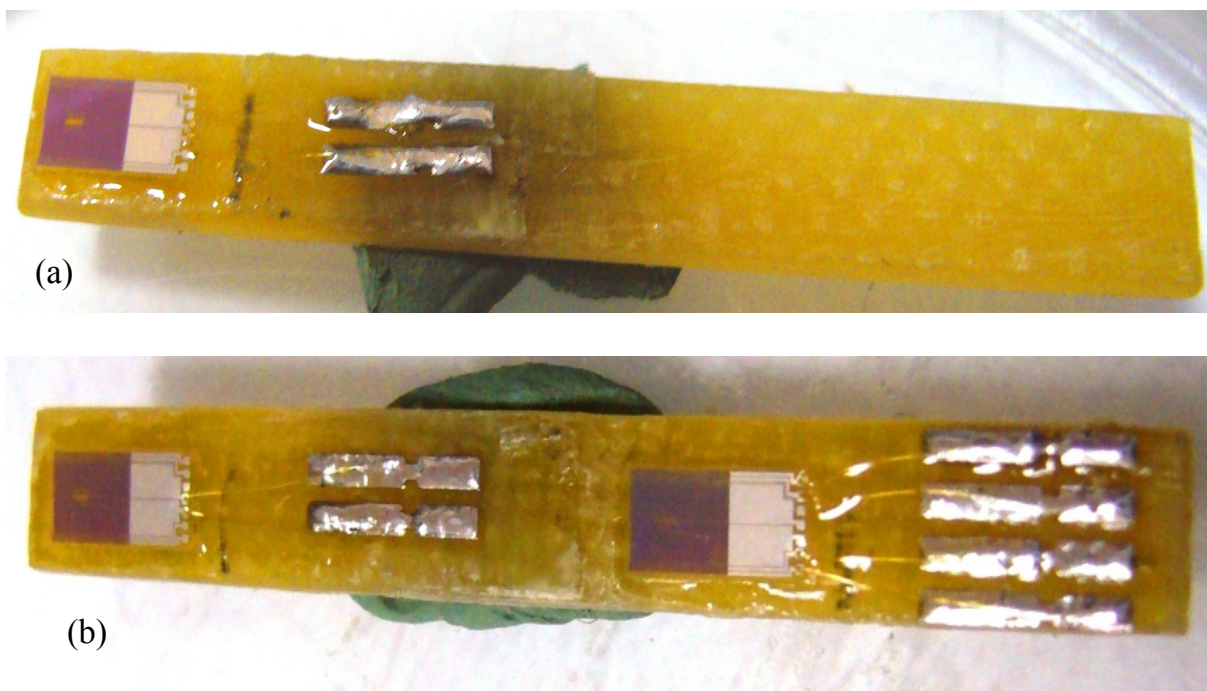


Рисунок 3.21 (а;б) — Платы с чувствительными элементами для расположения в движущейся (а) и неподвижной (б) жидкости.

Последовательность сборки держателя следующая:

1. приклейка кристаллов на платы;
2. приваривание золотых перемычек к контактным площадкам чувствительного элемента;
3. припаивание золотых перемычек к проводникам печатной платы;
4. приклеивание плат в пазы держателя с помощью компаунда Висксинт-68;
5. внешняя герметизация (покрытие чувствительных элементов, проводников и платы компаундом Висксинт-68). На проточной стороне толщина компаунда определяется планеризацией рабочей поверхности (металл-компаунд), с непроточной стороны толщина компаунда около 1мм;
6. припайка проволочных проводов к плате для последующего соединения электрических проводников с электронным блоком.

Сборочными единицами датчика являются:

- держатель;
- корпус датчика;

- гайка крепления;
- резиновое уплотняющее кольцо;
- электронный блок (в нашем случае расположенный отдельно).

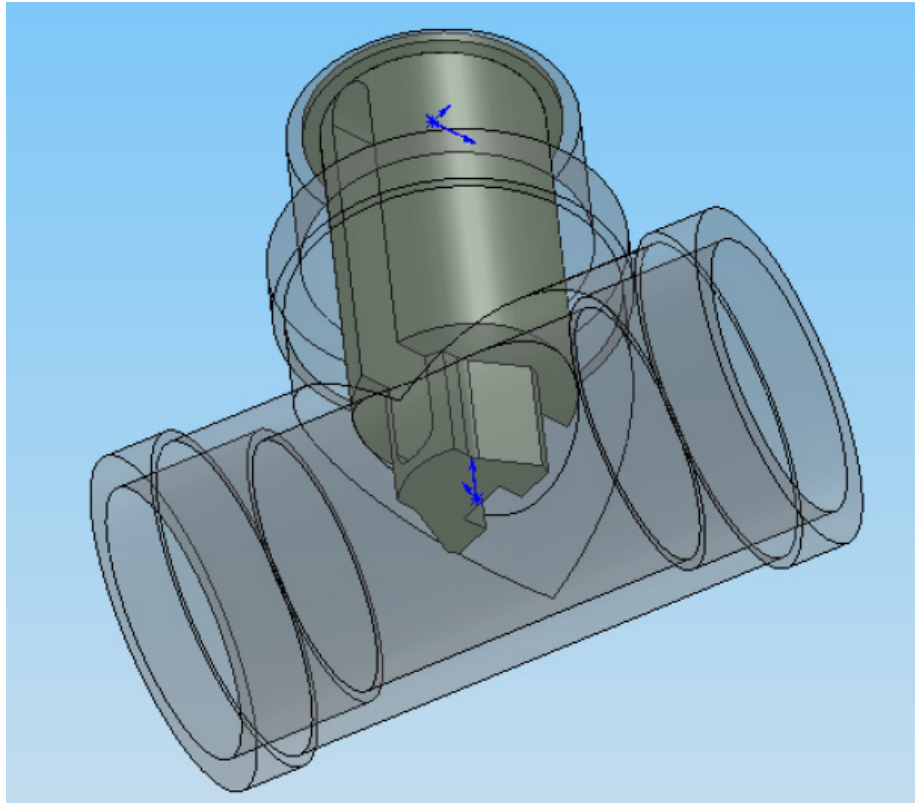


Рисунок 3.22 — Взаимное расположение составных частей датчика.

Последовательность операций сборки датчика и требования к ним следующие:

1. держатель устанавливается в корпус, наружная поверхность держателя по поверхности соединения покрывается герметиком;
2. устанавливается уплотнительное резиновое кольцо, навинчивается гайка;
3. производится установка необходимого угла отклонения рабочей поверхности к направлению потока жидкости - 20° , передняя кромка держателя располагается примерно в середине потока в канале;
4. Затягивается гайка, поворот корпуса датчика не допускается.

Расположение держателя в корпусе представлено на рисунке 3.22.

3.4.4 Выводы

Основными выводами являются:

- конфигурация изготовленного держателя чувствительных элементов соответствует результатам компьютерного эксперимента;
- разработанная схема включения чувствительных элементов позволяет реализацию дифференциального метода измерения расхода жидкости;
- сборка опытного образца датчика расхода жидкости проста в реализации и включает стандартные производственные операции;
- датчик имеет габаритно-присоединительные размеры для установки в стандартные трубопроводы, использующиеся в системе городского водоснабжения.

3.5 ИСПЫТАНИЕ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА ДАТЧИКА РАСХОДА ЖИДКОСТИ

3.5.1 Условия испытаний

Испытание опытного образца датчика расхода жидкости проводились согласно дифференциальному методу измерения. В основу экспериментального подхода положена тепловая модель дифференциальной измерительной схемы, представленная на рисунке 3.6. Включение чувствительных элементов в датчик расхода жидкости, реализующее дифференциальный метод измерения, произведёно согласно схеме (рисунок 3.20). Расположение чувствительных элементов на подложке выполнено, как показано на рисунке 3.21.

Испытание датчика проводилось в режиме постоянной температуры, в которой температура чувствительного элемента поддерживается постоянной, а измеряется подводимая электрическая мощность, необходимая для постоянства температуры. Измерение выходных сигналов чувствительных элементов для удобства анализа производилось отдельно по опорному и измерительному каналу, в частности измерялись электрические мощности, подводимые к термочувствительным элементам R11 и R21 (рисунок 3.20). Элемент R11 располагается на измерительной поверхности держателя (рисунок 3.19-а), где скорость течения жидкости близка к средней скорости в канале. Элемент R21 располагается на поверхности держателя (рисунок 3.19-б), где согласно выполненному компьютерному эксперименту (раздел 2.2) жидкость практически неподвижна.

В качестве жидкости использовалась водопроводная вода при нормальных условиях. Объёмный расход воды Q регистрировался по времени наполнения емкости объёмом 10 литров.

3.5.2 Основные результаты

На рисунке 3.23 представлены величины электрических мощностей P_{11} и P_{21} , подводимых к термочувствительным элементам R11 и R21, соответственно, в зависимости от объёмного расхода воды. Численные данные рисунка представлены в таблице 3.3.

Как следует из рисунка, величина электрической мощности P_{11} , подводимой к термочувствительному элементу R11, практически не зависит от расхода воды Q ,

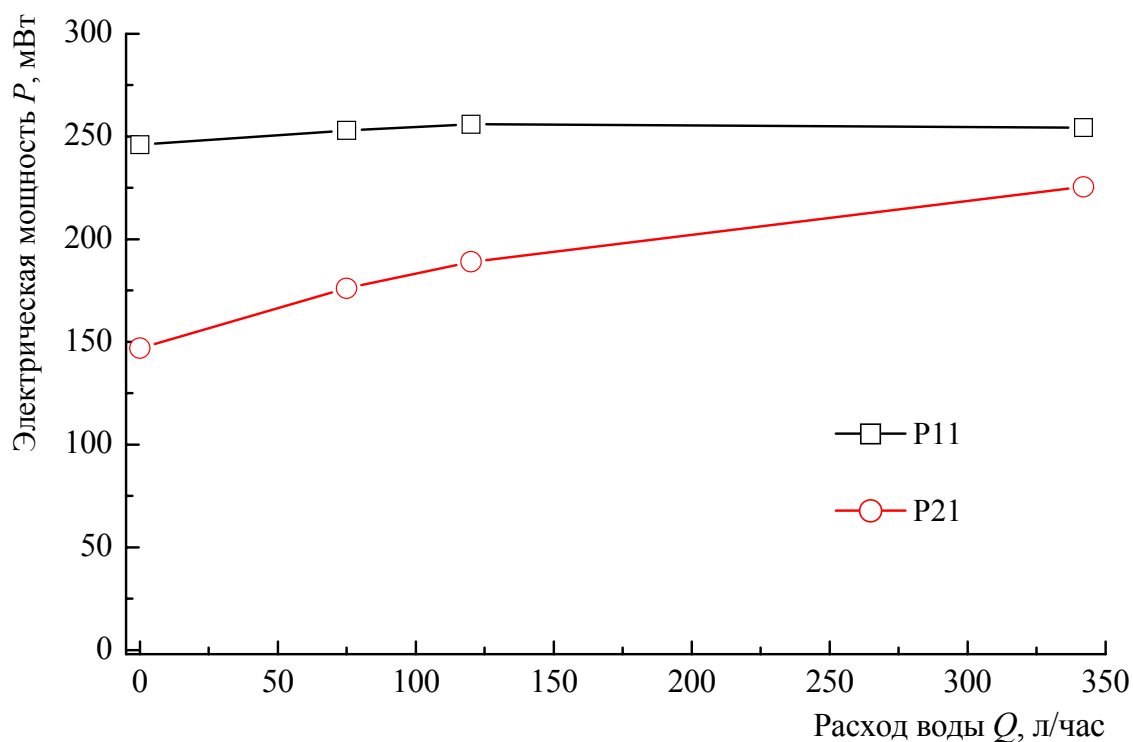


Рисунок 3.23 — Зависимость электрических мощностей P_{11} и P_{21} , подводимых к термочувствительным элементам R11 и R21, соответственно, от объёмного расхода воды Q при работе ДРЖ в режиме постоянной температуры.

в отличие от величины P_{21} для элемента R21, которая заметно зависит от значения Q . Таким образом, получено согласие между результатами компьютерного и физического эксперимента, и это позволяет утверждать, что изготовленный согласно результатам компьютерного эксперимента держатель обеспечивает реализацию дифференциального метода измерения.

Таблица 3.3. Величины электрических мощностей, подводимые к термочувствительным элементам R11 и R21, соответственно, в зависимости от объёмного расхода воды Q .

Q , л/час	342	120	75	0
P_{11} , мВт	254,4	256	253	246
P_{12} , мВт	225,4	189	176	147

К сожалению, в настоящем проекте не удалось добиться близких теплофизических характеристик двух термочувствительных элементов R11 и R21, находящихся в области движущейся и покоящейся воды, соответственно.

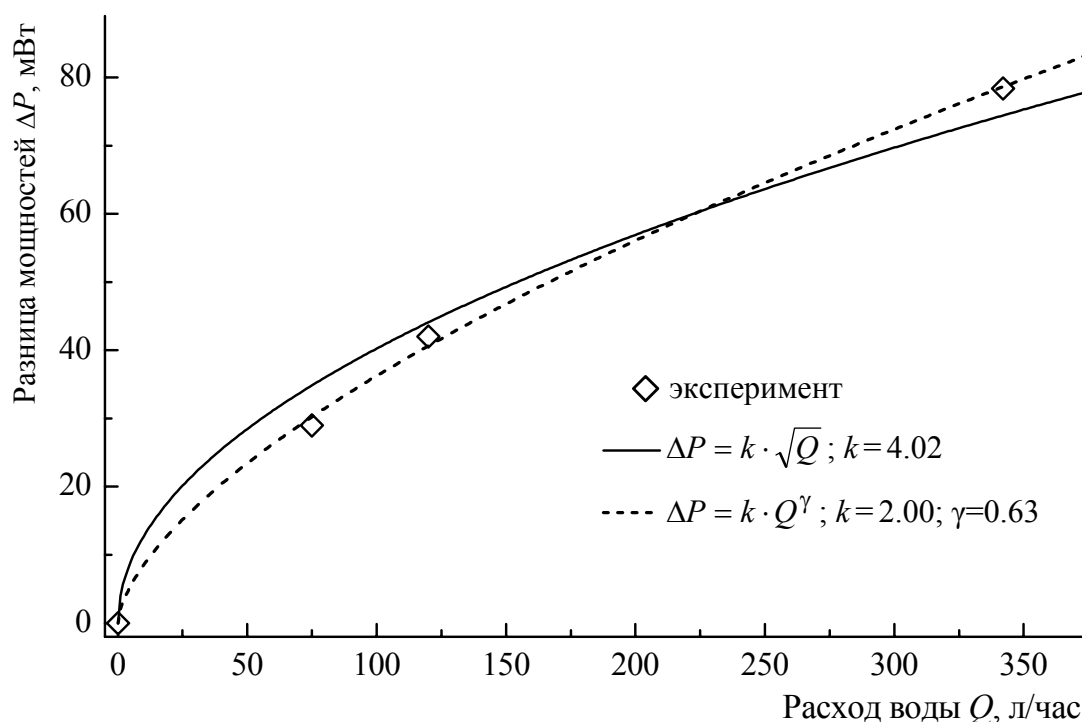


Рисунок 3.23 — Разность электрических мощностей ΔP , подводимых к термочувствительным элементам, находящимся в движущейся и неподвижной воде, как функция объёмного расхода воды Q .

Действительно, как следует из рисунка, в случае отсутствия потока воды величины, подводимых электрических мощностей к элементам, различны.

На самом деле, такого соответствия в рамках данного проекта добиться было довольно сложно т.к. проект носит изыскательный характер. В ситуации, когда изготовление термочувствительных элементов примет массовый производственный характер, их теплофизические характеристики будут практически идентичны. Свидетельством тому может служить интегральная технология изготовления термочувствительных элементов для датчика массового расхода воздуха ДМРВ, описанная в предыдущем отчёте [39]. Действительно, согласно этой технологии в одном производственном процессе проводится микромеханическая обработка партии пластин, содержащих сотни чувствительных элементов на каждой. За счет этого удаётся получить однородность параметров чувствительных элементов. На данном этапе разработки ДРЖ однородность теплофизических характеристик не столь важна. Одним из главных является экспериментальная верификация полученных в проекте результатов.

С целью верификации разработанной в проекте аналитической модели проведём сравнение результатов модели с экспериментальными данными. Одним из результатов модели являются выражения (2.13) и (2.14), устанавливающие связь между разностью электрических мощностей ΔP , подводимых к термочувствительным элементам, находящимся в движущейся и неподвижной воде, и объёмным расходом воды Q в канале. Так как изготовленные термочувствительные элементы имеют различные теплофизические характеристики то для того, чтобы произвести сравнение необходимо воспользоваться экспериментальными данными, полученными от одного элемента, а именно $\Delta P = P12(Q) - P12(Q = 0)$ (таблица 3.3).

На рисунке 3.24 представлено сравнение результатов аналитической модели с соответствующими данными эксперимента. Как и предполагалось наилучшее согласие с экспериментальными данными получено при использовании зависимости (2.14). Увеличение коэффициента γ с $1/2$ до 0.63 свидетельствует о наличии турбулентности в потоке воды. Действительно, как следует из системы (2.7), величина $\gamma = 1/2$ описывает течение флюида в ламинарном режиме. Очевидно, в настоящем эксперименте сложная конфигурация держателя может вызывать турбулизацию потока.

Выражение (2.15) аналитической модели представляет зависимость величины напряжения, которое необходимо приложить к термочувствительному элементу, находящемуся в потоке жидкости, для поддержания постоянной его температуры. В эксперименте с целью повышения полезного сигнала закрепим чувствительный элемент как показано на рисунок 3.16. В этом случае образуется малый тепловой контакт чувствительного элемента с конструктивными элементами датчика, как следствие минимизируются тепловые потери. Очевидно, что в случае массового производства такое расположение элемента не надёжно.

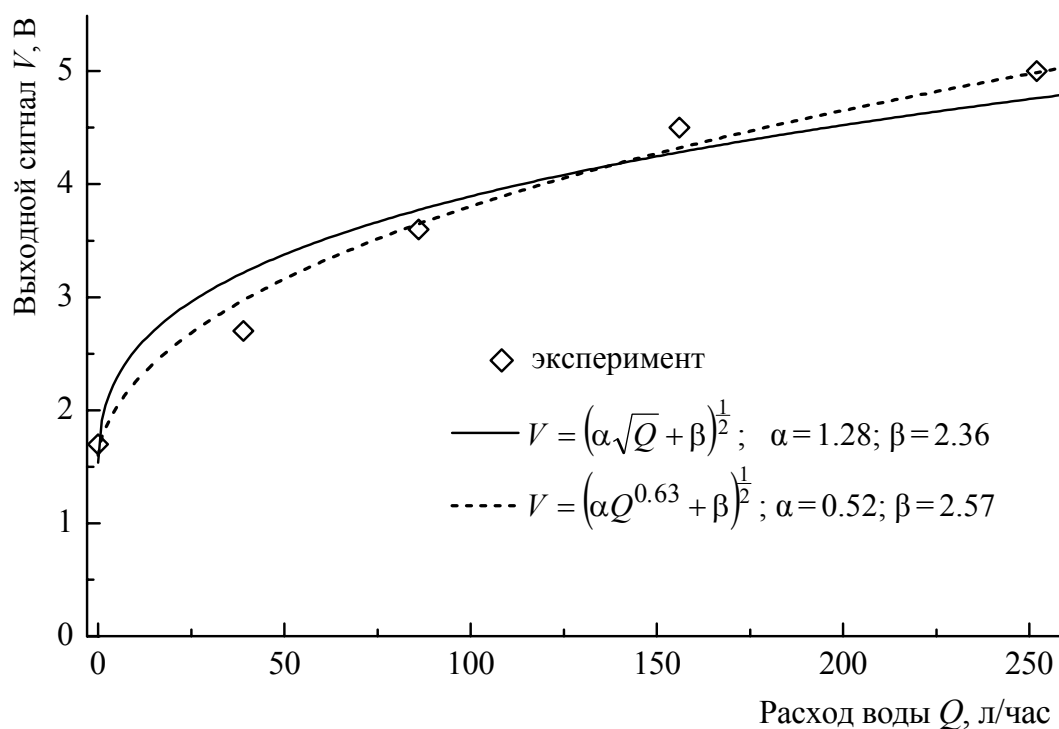


Рисунок 3.24 — Напряжение V (выходной сигнал), которое необходимо приложить к термочувствительному элементу, находящемуся в потоке воды, для поддержания постоянной его температуры как функция расхода воды.

На рисунок 3.24 представлена зависимость напряжения V (выходной сигнал), которое необходимо приложить к термочувствительному элементу, находящемуся в потоке воды, для поддержания постоянной его температуры от величины расхода воды Q в канале. Соответствующие числовые значения представлены в таблице 3.4

Таблица 3.4. Напряжение V , которое необходимо приложить к термочувствительному элементу, находящемуся в потоке воды, для поддержания постоянной его температуры как функция расхода воды Q .

V , В	5	4,5	3,6	2,7	1,7
Q , л/час	252	156	86	39	0

Как следует из рисунка, наблюдается согласие результатов применения аналитической модели и данных эксперимента. Как и в предыдущем случае, наилучшее согласие получено при $\gamma = 0.63$.

3.5.3 Выводы

Основными выводами являются:

- испытания изготовленного датчика расхода жидкости согласно дифференциальному методу измерения показали, что уровень выходного сигнала достаточен для проведения измерений расхода жидкости в широком диапазоне;
- возможна реализация измерений как согласно дифференциальному методу измерений, так и используя один термочувствительный элемент;
- получено согласие результатов использования разработанной в проекте аналитической модели и результатов компьютерного эксперимента с экспериментальными данными.

3.6 ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДАТЧИКА

При оптимизации конструктивно-технологических параметров датчика основное внимание было уделено достижению следующих результатов:

- обеспечение высокой точности измерения;
- снижение энергопотребления;
- повышение быстродействия (для обеспечения возможности импульсного питания);
- снижение времени установления стационарного теплового режима после включения питания;

Данные испытаний свидетельствуют о надёжно регистрируемой связи выходного электрического сигнала и расхода жидкости. Уровень полезного сигнала достаточно высок и пригоден для обработки. Однако негативное влияние на уровень полезного сигнала оказывают тепловые потери - теплоотдача в конструкционные элементы датчика. Тем не менее, в конструкции датчика с чувствительным элементом, имеющим малый тепловой контакт с подложкой (рис.3.16), точность измерений можно оценить на уровне 1%.

В механически более прочных конструкциях (рис. 3.21 а;б) интенсивный теплообмен с элементами конструкции вызывает значительные, протяженные по времени колебания выходного сигнала. Наблюдается дрейф выходного сигнала и большое время установления стационарного режима работы датчика. Таким образом, в этом случае точность измерений ограничена тепловыми потерями и временем установления стационарного режима.

Как выход, с целью достижения высокой точности измерений при достаточной механической прочности конструкции датчика необходимо использование материалов с низкой теплопроводностью для крепления чувствительного элемента к держателю. Основное внимание необходимо уделить области нагревателя, максимально изолируя эту область от теплового контакта с подложкой.

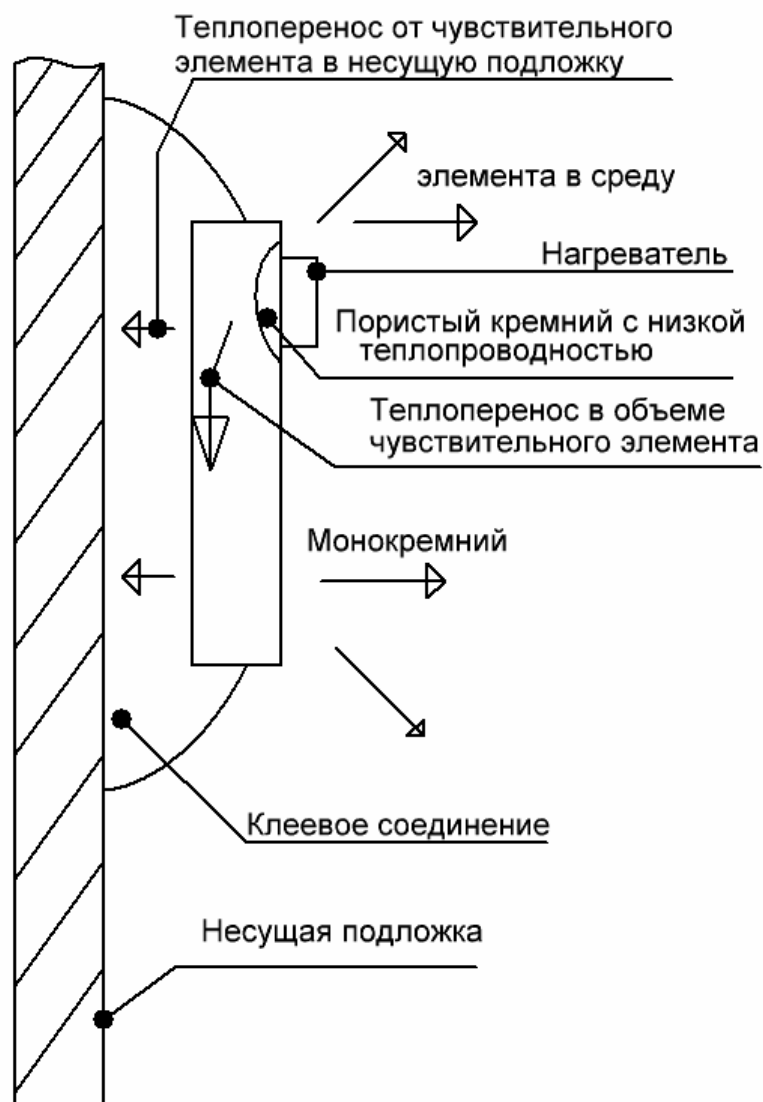


Рисунок 3.25 — Конструкция чувствительного элемента с улучшенными теплофизическими характеристиками.

Техническая реализация этой идеи заключается в использовании в качестве подложки для чувствительного элемента слоя материала, обладающего низкой теплопроводностью. В настоящем проекте был использован слой пористого кремния, нанесенный на подложку из монокристаллического кремния в области нагревателя. Действительно, теплопроводность пористого кремния в десятки раз ниже, чем теплопроводность ранее использованного монокристаллического кремния. В этом случае большая часть энергии будет передаваться в жидкость, а теплоотдача в подложку будет незначительной. Изготовленная конструкция чувствительного элемента с улучшенными теплофизическими характеристиками представлена на рисунке 3.25.

Предварительные испытания этой конструкции чувствительного элемента показали, что тепловые потери в этом случае сравнимы с тепловыми потерями конструкции датчика с чувствительным элементом, имеющим малый тепловой контакт с подложкой (рис.3.16).

Таким образом, появилась возможность добиться высокого уровня точности измерений, низкого энергопотребления, высокого быстродействия и слабого дрейфа выходного сигнала при необходимой механической прочности чувствительного элемента.

4 ОТЧЕТ ПО ОБОБЩЕНИЮ И ОЦЕНКЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

4.1 МОДЕЛИ, МЕТОДЫ И ПРОГРАММЫ, ПОЗВОЛЯЮЩИЕ УВЕЛИЧИТЬ ОБЪЕМ ЗНАНИЙ ДЛЯ БОЛЕЕ ГЛУБОКОГО ПОНИМАНИЯ ИЗУЧАЕМОГО ПРЕДМЕТА ИССЛЕДОВАНИЯ НОВЫХ ЯВЛЕНИЙ, МЕХАНИЗМОВ ИЛИ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ

Аналитические модели:

- датчика массового расхода газа;
- датчика расхода жидкости теплового типа.

Программные коды, моделирующие:

- поле течения и расход газа через тонкую щель при различном отношении давлений;
- расход газа через канал с учётом аккомодационных свойств газовых молекул и характера взаимодействия газовых между собой;
- расход газа через микроканал с шероховатой поверхностью.

Метод изготовления чувствительного элемента с необходимыми эксплуатационными характеристиками для:

- датчика массового расхода газа;
- датчика расхода жидкости теплового типа.

Методики испытания и оптимизации конструктивно-технологических и функциональных параметров:

- датчика массового расхода газа;
- датчика расхода жидкости теплового типа.

4.2 РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ НИР В РЕАЛЬНОМ СЕКТОРЕ ЭКОНОМИКИ

Разработанные аналитические модели полезны для проектирования и оптимизации датчиков расхода жидкости и газа. Модели позволяет получить достоверные предварительные данные о характеристиках системы, рабочих режимах, наиболее ответственных частях проекта, а также производить

оптимизацию системы по заданным параметрам, сравнение нескольких альтернативных конструкций и т.д.

Результаты выполненных работ по Государственному контракту могут быть внедрены в таких областях науки и техники как автомобильная, химическая и электронная промышленность, медицина, космические приложения и интенсивно разрабатываемая в последнее время микросистема общего анализа (μ TAS). В частности, автомобильная промышленность является одним из основных потребителей тепловых микродатчиков расхода. Например, микродатчик массового расхода воздуха используется в системе электронного впрыска топлива для определения количества воздуха, поступающего в цилиндры. По этим измерениям оценивается необходимое количество впрыскиваемого топлива.

Наибольшее распространение в настоящее время получил измеритель массового расхода воздуха Bosch HFM, основным элементом которого является тепловой микродатчик расхода, разработанный компанией Robert Bosch GmbH. К сожалению, сравнимого по эксплуатационным характеристикам и надёжности отечественного аналога этому измерителю пока не существует. Разработанный и созданный в ходе выполнения работ II этапа Государственного контракта опытный образец датчика массового расхода газа может стать конкурентно способным российским аналогом датчику Bosch HFM.

Основное назначение датчиков расхода жидкости это - определение расхода воды в системах водоснабжения и охлаждения, регулирование течения технологических жидкостей, оценка количества переливаемого бензина на заправочных станциях и др. Датчики расхода жидкости широко используются в машиностроении, энергетике, транспорте, торговле, жилищно-коммунальном хозяйстве, медицине, горном деле, строительстве. В частности, датчик расхода жидкости, созданный в ходе выполнения работ III этапа, разрабатывался для контроля расхода воды в системе городского водоснабжения.

В целом, полученные результаты важны для конструирования, производства и оптимизации датчиков расхода жидкости и газа и позволяют самостоятельно производить разработку и промышленное изготовление подобных датчиков, используя производственные мощности НПО Автоматики имени академика Н. А. Семихатова.

4.3 РАЗРАБОТКА РЕКОМЕНДАЦИЙ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ РЕЗУЛЬТАТОВ НИР ПРИ СОЗДАНИИ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ КУРСОВ

В процессе выполнения работ по Государственному контракту созданы новые испытательные стенды для датчиков расхода жидкости и газа, которые могут использоваться в спецпрактикуме по молекулярной физике и теплофизике для студентов магистратуры по направлению «Физика кинетических эффектов».

Новые научные результаты, полученные в ходе выполнения работ, могут быть включены в научно-образовательный курс «Основы тепломассопереноса в однофазных системах». Также результаты НИР существенно расширяют читаемый студентам 4-ого года обучения научно-образовательный курс «Введение в кинетическую теорию разреженного газа».

Таким образом, результаты выполненной НИР могут быть рекомендованы для разработки новых научно-образовательных курсов в области тепломассопереноса в однофазных системах и кинетической теории газов.

5 ПУБЛИКАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ НИР

Включает в себя:

- заключение экспертной комиссии по открытому опубликованию;
- копии статей, опубликованных в журнале ВАК или зарубежном журнале с обязательной ссылкой на проведение НИР в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по научной работе
ГОУ ВПО «УрГУ»

(подпись) А.О. Иванов

«02» сентября 2009 г.

**Экспертное заключение
о возможности опубликования**

Я, председатель экспертной комиссии

Научно-исследовательского института физики и прикладной математики

Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Уральский государственный университет им. А.М.Горького»,
рассмотрев

научную статью «Rarefied gas flow through a channel of finite length into a vacuum»

старшего научного сотрудника Сажина Олега Владимировича,

представленную в российский журнал «Журнал Экспериментальной и Теоретической
Физики» (ЖЭТФ)

подтверждаю, что в материале не содержатся сведения, относящиеся к государственной тайне. Материал не патентоспособен и не содержит сведений конфиденциального характера и «ноу-хау».

Заключение: это позволяет мне сделать заключение, что рассмотренный материал
может быть опубликован в открытой печати.

Председатель комиссии

Начальник управления

научных исследований и инновационных программ _____ В.Н. Ларионов
(подпись)

Главный специалист ОНТИ УНИ _____ Н.П. Невраева
(подпись)

Начальник Первого отдела _____ А.Г. Гришин
(подпись)

RAREFIED GAS FLOW THROUGH A CHANNEL OF FINITE LENGTH INTO A VACUUM

*O. Sazhin**

*Ural State University
620083, Ekaterinburg, Russia*

Received April 7, 2009

A rarefied gas flow through a finite-length channel into a vacuum is studied by the direct simulation Monte Carlo method. The mass flow rate through the channel is calculated over the wide range of gas rarefactions. The analysis of the flow field, both within the channel and in upstream and downstream containers, is presented.

PACS: 47.60.Dx, 47.61.Fg

1. INTRODUCTION

In recent years, the direction in rarefied gas dynamics related to the analysis of micro- and nanofluidic systems is being developed [1]. In contrast to the traditional approach, where gas movement is studied on a macroscopic size, the abovementioned direction is a field of rarefied gas dynamics where gas movement is studied on a micro- and nanoscale. Practical application of the results of this research can be in the development and creation of devices such as micro- and nanoseparators, micropumps, microshutters, microgyroscopes, micro- and nanosatellites, and other micro- and nanoelectromechanical systems (MEMS/NEMS). The flow of gas in MEMS/NEMS, depending on the device size and gas pressure, can be viscous, transitional, or free molecular. Incidentally, the free molecular flow in nanodevices can be observed even at normal atmospheric pressure.

In studying the internal flow of rarefied gas, special attention is paid to the capillaries of various geometric shapes and sizes. A rather large number of theoretical works is dedicated to the rarefied gas flow, caused by a small pressure difference, through straight capillaries of infinite length [2, 3]. In this case, the gas concentration and temperature change linearly along the capillary axis, and hence linearized models of the integral differential Boltzmann equation is successfully used for flow calculation. In particular, in one of the pioneering works [4], the mass flow rate of gas through a straight

infinitely long channel (capillary with a rectangular cross section) was calculated in a wide range of gas rarefaction. An important outcome of this study is the discovery of the so-called Knudsen minimum (or Knudsen paradox) — a minimum of the flow rate through a channel in the transitional regime. Subsequently, a minimum of the gas flow rate through a channel was also confirmed experimentally [5].

Rarefied gas flow through finite-length capillaries presents a much more complex task. In the case of a small pressure difference, the gas flow through a channel is calculated in [6] using the BGK model of the Boltzmann equation. From this work, in particular, it follows that the position of the Knudsen minimum depends on the length of the channel.

In the case of a finite-length capillary and a large pressure difference, as in the case of gas flow into a vacuum, the problem becomes even more complex due to essential nonequilibrium. Many empirical formulas for calculating the flow rate in this case can be found in open literature. Most of such formulas are derived by combining flow rates in free molecular and hydrodynamic limits, first introduced by Knudsen [7]. For example, in [8], the Knudsen method was developed for a finite-length channel and large pressure difference. In [9], several then-known empirical formulas were verified and limitations for their practical application were stated. A method of calculating gas flow through capillaries that in author's view overcomes the limitations related to the capillary cross section and length, the value of pressure difference, and the flow regime is pro-

*E-mail: oleg.sazhin@uralmail.com

posed in [10]. However, in our opinion, empirical formulas for the gas flow through a finite-length channel into a vacuum do not presently give reliable results because a formula for the gas flow rate through a channel in the hydrodynamic limit with large pressure difference is still not obtained [11].

On the other hand, the correct approach to solving problems of rarefied gas dynamics should be based on the Boltzmann equation [12]. The difficulties in solving this equation numerically, caused by a large number of independent variables and a complex structure of a nonlinear collision integral, are well known. In our opinion, direct simulation Monte Carlo (DSMC) method [13], which is customarily viewed as a stochastic solution of the Boltzmann equation, is preferable for use in strongly nonequilibrium tasks. The DSMC method is an effective tool in solving problems of rarefied gas dynamics from the free molecular to viscous regimes. An approach based on the DSMC method allows taking several factors into account, such as strong nonequilibrium and complex geometric configuration of the model system, as well as using various models of the gas-surface scattering, gas molecule-molecule interactions, and surface structure. Therefore, it is appropriate to use the DSMC method to study the rarefied gas flow through a finite-length channel into a vacuum.

To our knowledge, a comprehensive theoretical research into the process of gas flow through a finite-length channel at large pressure difference is not available in open literature. In particular, there is no data on gas flow through a finite-length channel into a vacuum in a wide range of rarefaction. For the pressure difference that is not large, analytic and numerical studies of gas flow through a channel can be found, e.g., in [14–20].

Experimental studies of this process touch upon only the cases of a finite ratio of pressures at the ends of the channel. For example, experimental data on the gas outflow through a short channel in the transitional regime with the maximum pressure ratio 15 are given in [21]. In [22], the distribution of macroscopic parameters in a long channel with the maximum pressure ratio 20 is studied experimentally. There are many works devoted to experimental study of the gas flow caused by a small pressure difference, through very long channels (see, e.g., [23–27]).

Recently, with the use of the DSMC method, we studied a rarefied gas flow through a short tube (capillary with a round cross section) into a vacuum in detail [28]. Rectangular geometry of the capillary is also important from the practical standpoint [29]. The aim of the present work is to compute the gas flow through

a capillary with a rectangular cross section (or channel) into a vacuum using the DSMC method. We calculate the mass flow rate and the flow field as functions of the gas rarefaction for various channel lengths.

2. STATEMENT OF THE PROBLEM AND THE METHOD OF SOLUTION

We consider a stationary flow of a monatomic gas in the system of two infinitely large containers connected with a channel of length l . In the upstream container, far from the channel, the gas is in equilibrium at a pressure P_1 and temperature T_1 . In the downstream container, the pressure P_2 is so small compared with P_1 that it is possible to suppose that $P_2 = 0$. The surface temperature in the entire simulated system is T_1 . We suppose that the channel width w is significantly larger than its height h ; this allows us to work with a two-dimensional geometry problem.

Figure 1 presents the geometry of the problem and the system of coordinates. As follows from the figure, only half of the problem geometry is studied, because a symmetry in the flow field with respect to the central channel line is assumed. For this, the channel central line, which coincides with the y axis, is fitted with a specular reflector. To simulate the gas molecule-molecule interaction, the model of hard spheres is used; the model of complete diffuse scattering is used to simulate gas-surface scattering.

The gas mass flow rate Q is the main calculated value during the simulation of gas flow in the studied system. The results are presented in terms of the dimensionless flow rate defined as

$$Q^* = Q/Q_0, \quad (1)$$

where Q_0 is the value of the mass flow rate through a two-dimensional slit ($l = 0$) in the free molecular limit. Gas rarefaction is characterized by the parameter $\delta = hP_1/\mu v_1$, where P_1 , μ , and v_1 are the gas

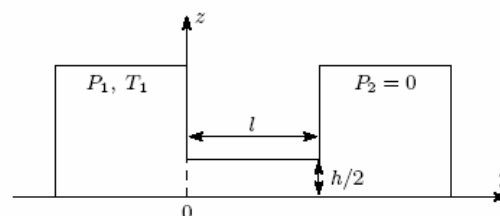


Fig. 1. Simulation geometry and coordinates

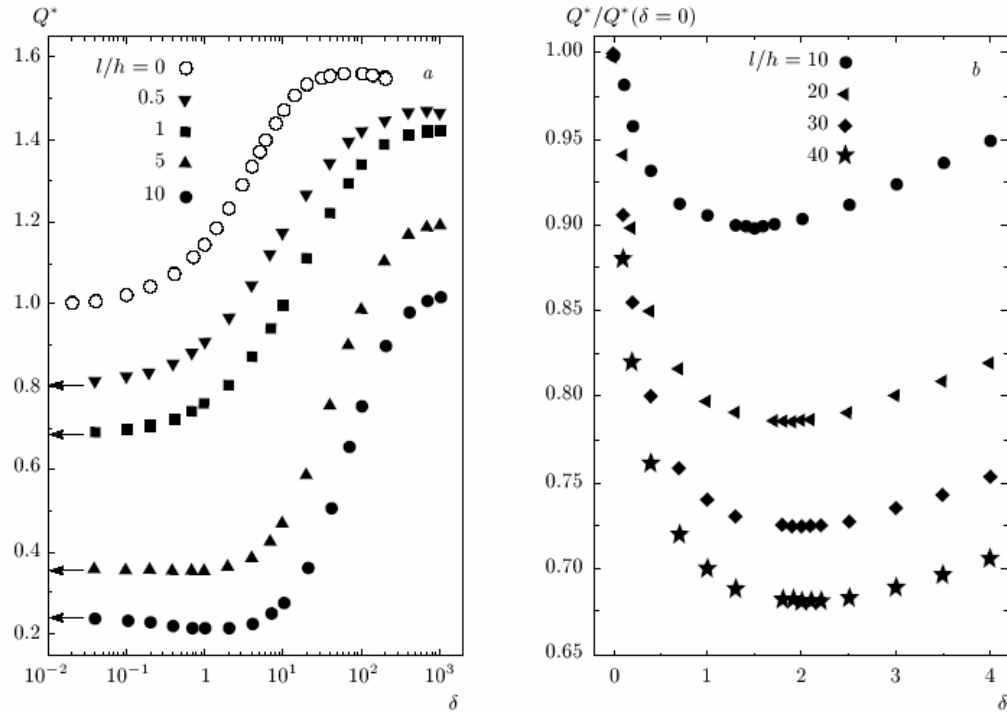


Fig. 2. The dimensionless mass flow rate Q^* (a) and the relative dimensionless mass flow rate $Q^*/Q^*(\delta=0)$ (b) as functions of the gas rarefaction parameter δ for various reduced channel lengths l/h

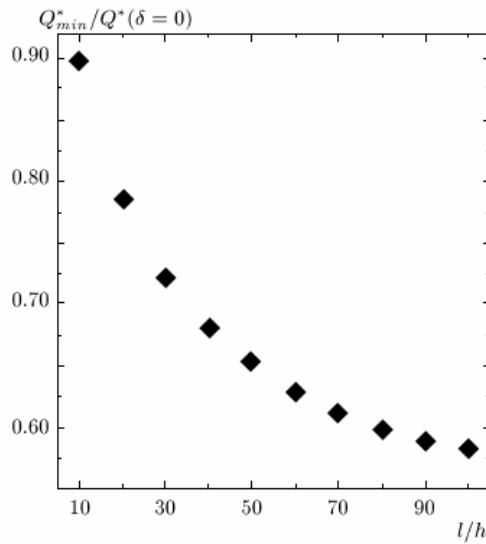


Fig. 3. Relative Knudsen minimum $Q_{min}^*/Q^*(\delta=0)$ as a function of the reduced channel length l/h

pressure, the viscosity, and the most probable molecular velocity in the upstream container far from the channel. The rarefaction parameter is inversely proportional to the Knudsen number $\text{Kn} = \sqrt{\pi}/2\delta$, which is defined for the channel as $\text{Kn} = \lambda/h$, where λ is the mean free path of gas molecules. In the free molecular limit, when $\delta = 0$, the mass flow rate through a two-dimensional slit can be calculated as $Q_0 = hP_1/\sqrt{\pi}v_1$. From the physical standpoint, Q and Q_0 correspond to the values of the mass flow rate through a channel and a slit with $w \gg h$ per unit width.

Very recently, we used the DSMC method based on the majorant frequency technique [30] to compute the mass flow rate and flow field through a two-dimensional slit into a vacuum [31,32]. In the present work, we further develop the code used previously for simulating rarefied gas flow through a two-dimensional channel. As previously, we use the two-level regular grid, weight-factor, and subcell procedures. Simulation parameters used in this work — the number of samples, the cell size, the number of model particles in the cell, the time step length, time to reach the stationary flow,

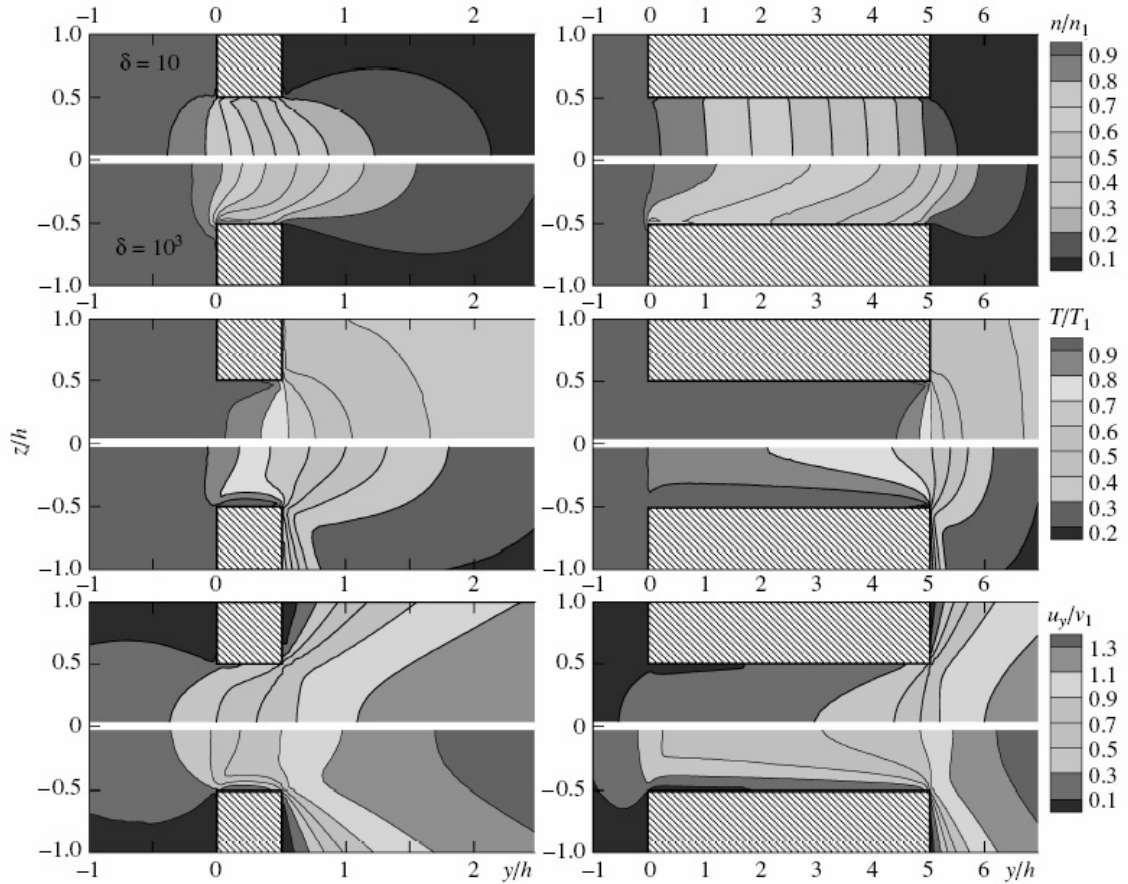


Fig. 4. The dimensionless macroscopic distributions of the density n/n_1 (top), the temperature T/T_1 (middle), and the lateral mass velocity u_y/v_1 (bottom) in the yz plane near and within a channel with $l/h = 0.5$ (left) and 5 (right), where the rarefaction parameter is $\delta = 10$ (top of each of the 9 elements) and 10^3 (bottom). The shaded area is the channel wall

and the computational domain size — all guarantee the computation error of no more than 0.2%. The choice of simulation parameters that ensure this computation error in calculating the flow rate is discussed in detail in [31].

3. MASS FLOW RATE

Figure 2a presents calculation results of the dimensionless mass flow rate Q^* as a function of the gas rarefaction parameter δ for several values of the reduced length channel $l/h = 0, 0.5, 1, 5$, and 10. The results for $l/h = 0$ (slit) are taken from our previous paper [31]. In the figure, the arrows indicate the values of Q^* in the

free molecular limit, resulting from using the formula in [33] for calculating the transmission probability of a two-dimensional channel. Indeed, in presenting the calculated data in form (1), the value of Q^* in the free molecular limit coincides with the transmission probability of the channel. The transmission probability of the channel can also be obtained using the test particle Monte Carlo (TPMC) method. In [34], we have shown excellent agreement between the TPMC results and the formula in [33].

As is evident from Fig. 2a, in the vicinity of the free molecular regime, the values of Q^* change only slightly and differ little from the corresponding results given by the formula in [33]. Then, as the rarefaction parame-

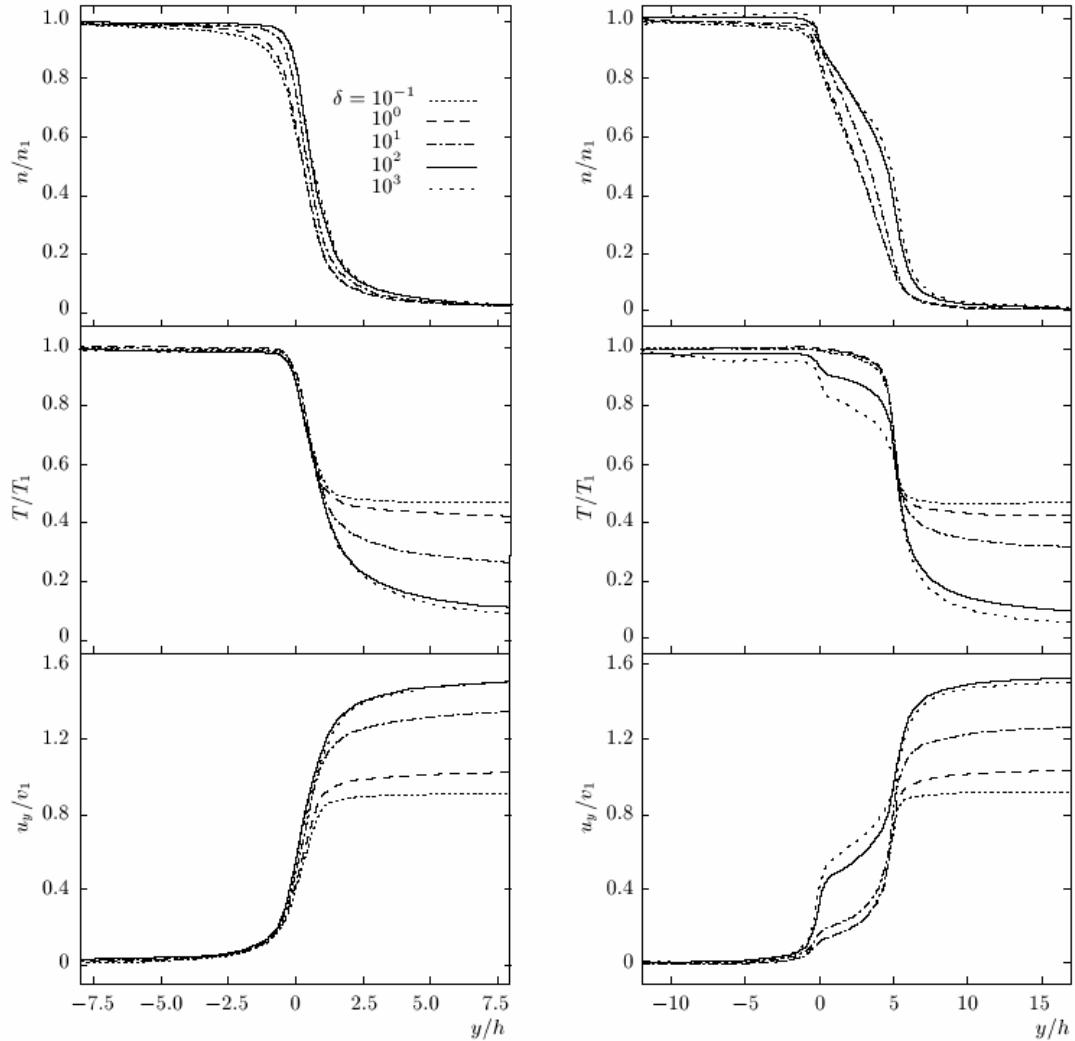


Fig. 5. The dimensionless macroscopic distributions of the density n/n_1 (top), the temperature T/T_1 (middle), and the lateral mass velocity u_y/v_1 (bottom) along the central line ($z = 0$) of a channel with $l/h = 0.5$ (left) and 5 (right) for various rarefaction parameters

ter δ increases, a significant increase in Q^* is observed. This increase is determined by value of l/h . For example, when $l/h = 0.5$, a significant increase in Q^* , by 76 % is observed in the range of δ from 0.2 to 200; when $l/h = 5$, the range is from 4 to 400 and the increase is 220 %. Finally, for larger values of δ , values Q^* vary little with the increase in δ , reaching their hydrodynamic limit as $\delta \rightarrow \infty$.

It also follows from Fig. 2a that in the case of a rather long channel with $l/h = 10$ in the transitional regime, a Knudsen minimum is clearly observed. For

shorter channels, this minimum is either absent, as it is for $l/h = 0.5$ and 1, or is expressed very weakly, as it is for $l/h = 5$. For a more detailed study of the position and depth of the Knudsen minimum, we have completed calculations of the dimensionless mass flow rate Q^* in the transitional regime for channels with $l/h > 10$.

Figure 2b shows calculation results of the dimensionless mass flow rate represented as $Q^*/Q^*(\delta = 0)$ in the transitional regime for channels with $l/h = 10, 20, 30$, and 40. As can be seen from the figure, for

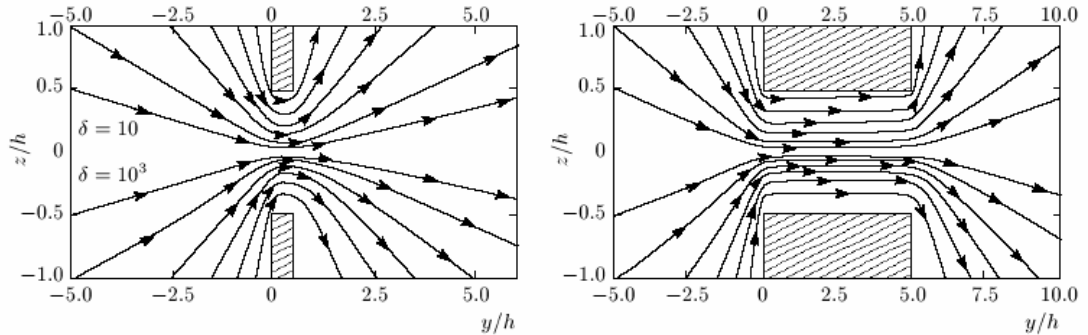


Fig. 6. The streamlines near a channel with $l/h = 0.5$ (left) and 5 (right) for $\delta = 10$ (top) and 10^3 (bottom)

the channel with $l/h = 10$, the Knudsen minimum is observed at $\delta = 1.5$, whereas for longer channels with $l/h = 20, 30$, and 40 , it is seen at δ close to 2 . The result that the Knudsen minimum position is related to a reduced channel length corresponds with [6]. It is interesting to note that the Knudsen minimum for an infinitely long channel at a small pressure difference is observed both theoretically [4] and experimentally [5] when the gas rarefaction δ is about 1 . It also follows from Fig. 2b that the depth of the minimum depends on the value of l/h .

Figure 3 presents a relation between the relative Knudsen minimum $Q_{min}^*/Q^*(\delta = 0)$ and the reduced channel length l/h . As follows from Fig. 3, the longer the channel, the deeper the minimum, leading to a certain limit at large values of l/h . Indeed, the difference between Knudsen minima for $l/h = 10$ and 20 comprises 11.3% , and for values between $l/h = 90$ and 100 , it is 0.5% .

4. FLOW FIELD

Figure 4 shows the dimensionless macroscopic distributions of the density n/n_1 (top), where $n_1 = P_1/kT_1$ and k is the Boltzmann constant, the temperature T/T_1 (middle), and the lateral mass velocity u_y/v_1 (bottom) in the yz plane near and within a channel with $l/h = 0.5$ (left) and 5 (right), where the rarefaction parameter is $\delta = 10$ (top of each of the 9 elements in the figure) and 10^3 (bottom). The shaded area in the figure represents the channel wall. As follows from the figure, macroscopic distributions depend on the rarefaction parameter δ as well as on the reduced channel length l/h . The differences in macroscopic distributions with different δ and the same l/h is more significant for a longer channel ($l/h = 5$) than for a shorter one ($l/h = 0.5$).

Figure 5 shows dimensionless macroscopic distribu-

tions of the density n/n_1 , the temperature T/T_1 , and the lateral mass velocity u_y/v_1 along the central line ($z = 0$) of a channel with $l/h = 0.5, 5$ for various rarefaction parameters. As expected, the qualitative behavior of the lateral velocity is inversely proportional to the density and temperature. When the gas rarefaction parameter δ is the same, the macroscopic distributions along the central line of the simulated system at $l/h = 0.5$ and $l/h = 5$ differ quantitatively. In the case of large δ , a significant qualitative difference in distributions within the channel is also observed. However, downstream, the distributions along the central line are practically the same in the case of large and small δ .

According to Fig. 5, the dimensionless macroscopic distributions for $\delta = 10^2$ and $\delta = 10^3$ differ only little for both $l/h = 0.5$ and $l/h = 5$. The distributions for $\delta = 10^{-1}$ and $\delta = 10^0$ differ only in the downstream container. Taking the rarefaction range of change of the dimensionless mass flow rate Q^* into account (Fig. 2a), it is possible to state that significant changes in the dimensionless macroscopic distributions are observed in the rarefaction range where the flow rate value changes considerably.

The streamlines near a channel with $l/h = 0.5, 5$ for $\delta = 10, 10^3$ are presented in Fig. 6. As follows from the figure, with an increase in the rarefaction parameter δ , the streamline symmetry relative to the axis $y = 0.5l/h$ is broken.

5. CONCLUSION

The direct simulation Monte Carlo method has been used to study the rarefied gas flow through a two-dimensional finite-length channel into a vacuum. The calculation results for the dimensionless mass flow rate for a channel of various reduced lengths are presented in the gas rarefaction range from the free molecular

regime to the viscous one. The range of gas rarefactions where significant changes of the flow rate, as well as the value of change in the flow rate, considerably depends on the reduced channel length. The longer the channel, the more significant changes in the flow rate are and the specified range of gas rarefactions moves to a more dense gas.

In the transitional regime for rather long channels, a Knudsen minimum was discovered. The position and the depth of the Knudsen minimum change with an increase in the reduced channel length, reaching its limit values.

An analysis of dimensionless macroscopic distributions and streamlines, both within the channel and in the upstream and downstream containers, is presented. Significant changes in the dimensionless macroscopic distributions are observed when the gas rarefaction is in the range of considerable change in the flow rate value. Differences in macroscopic distributions with dissimilar gas rarefactions and similar reduced lengths are more significant for a longer channel than for a shorter one.

The paper was partially prepared at time when the author received support by the Federal Target Program "Scientific and scientific-pedagogical personnel of innovative Russia" in 2009–2013, the state contract № П 360.

REFERENCES

1. *Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics*, ed. by Dongqing Li, Springer, New York (2008).
2. F. Sharipov and V. Seleznev, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 657 (1998).
3. F. M. Sharipov and V. D. Seleznev, *Flows of Rarefied Gases in Channels and Microchannels*, Russian Academy of Science, Ural Branch, Inst. of Thermal Phys., Yekaterinburg (2008).
4. C. Cercignani and C. D. Pagani, *Phys. Fluids* **9**, 1167 (1966).
5. B. T. Porodnov, P. E. Suetin, and S. F. Borisov, *Zh. Tekh. Fiz.* **40**, 2383 (1970).
6. F. M. Sharipov, Diss. ... kand. fiz.-matem. nauk, UPI, Sverdlovsk (1987).
7. M. Knudsen, *Ann. Phys.* **28**, 75 (1909).
8. J. Kieser and M. Grundner, *Vide* **201**, 376 (1978).
9. J. F. O'Hanlon, *J. Vac. Sci. Technol. A* **5**, 98 (1987).
10. R. G. Livesey, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**, 1674 (2001).
11. F. Sharipov, private communication (2008).
12. C. Cercignani, *The Boltzmann Equation and its Application*, Springer, New York (1988).
13. G. A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flow*, Oxford Univ. Press, Oxford (1994).
14. J. Jang and S. T. Wereley, *Microfluid. Nanofluid.* **1**, 41 (2004).
15. Z. Duan and Y. S. Muzychka, *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* **11**, 259 (2007).
16. I. A. Graur, J. G. Méolans, and D. E. Zeitoun, *Microfluid. Nanofluid.* **2**, 64 (2006).
17. W. A. Zahid, Y. Yin, and K. Zhu, *Microfluid. Nanofluid.* **3**, 55 (2007).
18. M. Le, I. Hassan, and N. Esmail, *J. Fluids Eng.* **128**, 1153 (2006).
19. V. Jain and C. X. Lin, *J. Micromech. Microeng.* **16**, 292 (2006).
20. R. Raju and S. Roy, AIAA Paper 2004-1342.
21. C. Raju and J. Kurian, *Exp. Fluids* **17**, 220 (1994).
22. X. Guo, C. Huang, A. Alexeenko, and J. Sullivan, *J. Micromech. Microeng.* **18**, 025034 (2008).
23. E. B. Arkilic, Ph. D. Thesis, MIT, Cambridge (1997).
24. J. Harley, Y. Huang, H. H. Bau, and J. N. Zemel, *J. Fluid Mech.* **284**, 257 (1995).
25. J. Jang and S. T. Wereley, *J. Micromech. Microeng.* **17**, 229 (2007).
26. S. Hsieh, H. Tsai, C. Lin, C. Huang, and C. Chien, *Int. J. Heat Mass Transfer* **47**, 3877 (2004).
27. S. E. Turner, L. C. Lam, M. Faghri, and O. J. Gregory, *J. Heat Transfer* **126**, 753 (2004).
28. S. Varoutis, D. Valougeorgis, O. Sazhin, and F. Sharipov, *J. Vac. Sci. Technol. A* **26**, 228 (2008).
29. A. A. Rostami, A. S. Mujumdar, and N. Saniei, *Heat Mass Transfer* **38**, 359 (2002).
30. M. S. Ivanov and S. V. Rogazinskiy, *Zh. Vychisl. Mat. Mat. Fiz.* **28**, 1058 (1988).
31. O. Sazhin, *Zh. Exsp. Teor. Fiz.* **134**, 196 (2008).
32. O. Sazhin, *AIP Conf. Proc.* **1084**, 1147 (2008).
33. A. S. Berman and W. J. Maegley, *Phys. Fluids* **15**, 772 (1972).
34. O. V. Sazhin, A. N. Kulev, and S. F. Borisov, *Termofiz. Ayyromekh.* **8**, 391 (2001).

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по научной работе
ГОУ ВПО «УрГУ»

_____ А.О. Иванов
(подпись)

«20» сентября 2010 г.

**Экспертное заключение
о возможности опубликования**

Я, председатель экспертной комиссии

Научно-исследовательского института физики и прикладной математики

Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Уральский государственный университет им. А.М.Горького»,
рассмотрев

научную статью «Impact of the gas-surface scattering and gas molecule-molecule interaction on
the mass flow rate of the rarefied gas through a short channel into a vacuum»

старшего научного сотрудника Сажина Олега Владимировича,

представленную в американский журнал «Journal of Vacuum Science and Technology A»
(JVST A)

подтверждаю, что в материале не содержатся сведения, относящиеся к государственной тайне. Материал не патентоспособен и не содержит сведений конфиденциального характера и «ноу-хау».

Заключение: это позволяет мне сделать заключение, что рассмотренный материал
может быть опубликован в открытой печати.

Председатель комиссии

Начальник управления

научных исследований и инновационных программ _____ В.Н. Ларионов
(подпись)

Главный специалист ОНТИ УНИ _____ Н.П. Невраева
(подпись)

Начальник Первого отдела _____ А.Г.Гришин
(подпись)

Impact of the gas-surface scattering and gas molecule-molecule interaction on the mass flow rate of the rarefied gas through a short channel into a vacuum

O. Sazhin^{a)}

Ural State University, 620083 Ekaterinburg, Russia

(Received 28 May 2010; accepted 27 September 2010; published 27 October 2010)

The rarefied gas flow through a short channel into a vacuum has been investigated computationally using the direct simulation Monte Carlo method. Taking into account the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction, the mass flow rate is calculated as a function of gas rarefaction and the length to height ratio. This study demonstrates that the effects of the gas molecule-molecule interaction and the gas-surface scattering can make a noticeable impact on the mass flow rate of the rarefied gas through a short channel into a vacuum. The maximum manifestation of these effects was evaluated. © 2010 American Vacuum Society.

[DOI: 10.1116/1.3504596]

I. INTRODUCTION

The gas-surface scattering and gas molecule-molecule interaction, along with gas rarefaction and compressibility, and also surface roughness, size and geometry of the capillary represent the main effects that determine gas flow in capillaries.^{1,2} These effects are in competition with each other, so it is necessary to review explanations for their impacts carefully. For example, the effect of surface roughness is closely connected to the effects of gas rarefaction and compressibility.³

Open literature presents a series of experimental works that demonstrate the significant impact of the gas-surface scattering on the rarefied gas flow through capillaries. In particular, in the works,^{4,5} by changing the surface state from contaminated to atomically clean, the authors obtained significantly higher values for the gas flow rate through a tube (a capillary with a round cross section) of finite length into a vacuum in the free molecular flow regime. Using computational simulation and the existing representations in the description of the gas-surface scattering⁶ allowed the authors to conclude that the reason for the increase of the flow rate is the change in character of gas-surface scattering when surface state is changed.

In experiment,⁷ for a small pressure difference at the ends of the capillary, a relationship was established between the dimensionless mass flow rate (as it relates to the free molecular limit) through different microcapillaries and the kind of gas and wall material in the transitional flow regime. In such a flow regime, gas molecules collide with both the wall and each other; therefore, the difference in flow rate may be due to a difference in gas-surface scattering as well as gas molecule-molecule interaction.

It is customary to express the difference in gas-surface scattering and gas molecule-molecule interaction in parameters involved in corresponding physical models. In the case of the rarefied gas flow in capillaries, the main parameter that

characterizes gas-surface scattering is the tangential momentum accommodation coefficient (TMAC). Indeed, the gas flow rate through a capillary depends strongly on TMAC.^{8,9} Knudsen was the first to introduce a notion of tangential momentum accommodation coefficient, which he defined as $\alpha_r = (P_{ir} - P_{rr}) / P_{ir}$, where P_{ir} and P_{rr} are the mean tangential momentum brought on to the wall by the incident molecules and taken away by the reflected molecules, respectively.

Recent reviews^{10–12} present rather large numbers of TMAC obtained through various experiments. TMAC values exist in a wide range, depending on the kind of gas, wall material, and surface roughness as well as on the experimental approach of determining TMAC. Interesting, yet not absolute, is an assertion that, for monatomic gases, the TMAC at about 0.93 is almost constant with respect to the Knudsen number for most commonly available wall materials; however, for nonmonatomic gases, TMAC is a function of gas rarefaction—the TMAC value decreases with an increase in Knudsen number.¹¹ In Ref. 12, this conclusion is not supported and a more cautious statement is made—an increase in TMAC values is possible at very low Knudsen numbers. In confirmation, in a reliable experimental study,¹³ an increase in TMAC value for nitrogen was obtained as the Knudsen number approaches zero.

Unfortunately, insufficient attention is given in open literature to the study of the effect of gas molecule-molecule interaction on the rarefied gas flow in capillaries. Experimental results in the transitional flow regime, which demonstrate the relationship between mass flow rate and the kind of gas, are usually explained only by different TMAC values of gases. However, as it follows from a recent theoretical study,¹⁴ gas-surface scattering is not the only reason for such a relationship, and gas molecule-molecule interaction may also be a contributing factor. The authors came to this conclusion while calculating rarefied gas flow through a two-dimensional rectangular capillary of infinite length in the case of a small nonequilibrium.

From a theoretical view point, due to the significant nonequilibrium, the problem of gas flow through a short channel

^{a)}Electronic mail: oleg.sazhin@uralmail.com

(capillary with a rectangular cross section) into a vacuum is rather complex. The open literature does not offer comprehensive theoretical study of the impact of the gas-surface scattering and gas molecule-molecule interaction on the rarefied gas flow through a short channel into a vacuum.

The present article is a further development of our research,¹⁵ in which using the direct simulation Monte Carlo method, we calculated mass flow rate and flow field for a channel of finite length for diffuse scattering, and hard sphere (HS) model for the gas molecule-molecule interaction. The purpose of the present work is to study the impact of the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction on the mass flow rate of the rarefied gas through a short channel into a vacuum. As before, to solve this task, it is appropriate to use the direct simulation Monte Carlo (DSMC) method.¹⁶ We used the DSMC algorithm based on the majorant frequency (MF) technique¹⁷ with the application of the weight factor and subcell procedures.

Computation of the mass flow rate is done for the short channels with reduced lengths of $l/h=1$ and 10 (l —length, h —height of the channel) over a wide range of gas rarefaction. Gas rarefaction is characterized by parameter $\delta=(h \cdot P)/(\mu \cdot v)$, where P , μ , and v are the gas pressure, viscosity, and the most probable molecular velocity, respectively, in the upstream container far away from the channel. The value of δ is connected to the Knudsen number as $\delta=0.5\sqrt{\pi}/Kn$, in which Kn is defined as a ratio of the mean free path of gas molecules to the channel height. We chose a two-dimensional statement of the problem, i.e., when the channel width significantly exceeds its height; the mass flow rate Q was calculated per unit width of the channel. Calculated data are expressed in the form of $Q^*=Q/Q_{fm}$, where Q_{fm} is a value of mass flow rate through a slit (channel with $l=0$) in the free molecular limit. In the present study, the uncertainty of the results did not exceed 0.5%.

II. IMPACT OF THE GAS-SURFACE SCATTERING

We used models such as those of Maxwell,¹⁸ Cercignani-Lampis,¹⁹ and Epstein²⁰ to study the effect of gas-surface scattering on the rarefied gas flow through a short channel into a vacuum.

The Maxwell model is the most frequently used model for practical calculations. According to this model, a part ε of the gas molecules incident on the wall reflects diffusely, i.e., they achieve equilibrium with the wall and then are emitted in accordance with the cosine law. The other part $(1-\varepsilon)$ is reflected specularly. Maxwell's scattering kernel reads as

$$R_M(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}; \varepsilon) = (1 - \varepsilon) \cdot \delta(\vec{v}' - (\vec{v} - 2v_n \vec{n})) + \varepsilon \frac{m^2 v_n}{2\pi(kT_s)^2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_s}\right), \quad (1)$$

where \vec{v}' and \vec{v} are velocities of the incident and reflected molecules, respectively, v_n is a normal component velocity, m is molecule mass, T_s is surface temperature, \vec{n} is the unit vector normal to the surface, k is Boltzmann's constant, and $\delta(x)$ is the delta function.

The Cercignani-Lampis (CL) and the Epstein models are more physically sound. In particular, recently, we showed that, unlike the Maxwell model, the application of such gas-surface scattering models as the Cercignani-Lampis and the Epstein allows an accurate description of the gas-surface scattering process under a nonisothermal rarefied gas flow.²¹

In the case of isotropic gas-surface scattering in the plane tangential to the surface, the mathematical form of the Cercignani-Lampis scattering kernel is written as

$$R_{CL}(\vec{v}' \rightarrow \vec{v}; \alpha_n; \alpha_\tau) = \frac{m^2}{2\pi\alpha_n\alpha_\tau(2-\alpha_\tau)(kT_s)^2} v_n \times \exp\left\{-\frac{m[v_n^2 + (1-\alpha_n)v_n'^2]}{2kT_s\alpha_n} - \frac{m[\vec{v}_\tau - (1-\alpha_\tau)\vec{v}_\tau']^2}{2kT_s\alpha_\tau(2-\alpha_\tau)}\right\} I_0\left(\frac{\sqrt{1-\alpha_n}mv_n v_n'}{\alpha_n kT_s}\right) \quad (2)$$

$(0 \leq \alpha_n \leq 1; 0 \leq \alpha_\tau \leq 2),$

where $I_0(x) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \exp(x \cos \varphi) d\varphi$, \vec{v}_τ is the two-dimensional vector of the tangential velocity, α_n is the accommodation coefficient of the kinetic energy corresponding to the normal molecular velocity, and α_τ is TMAC.

The Epstein scattering kernel is a generalization of the Maxwell kernel. Epstein suggested that diffusion coefficient ε depends on the velocity of gas molecule incident on the wall and obtained the following scattering kernel:

$$R_{Ep}[\vec{v}' \rightarrow \vec{v}; \varepsilon(\vec{v}')] = \frac{v_n \exp(-mv^2/2kT_s) \varepsilon(\vec{v}) \varepsilon(\vec{v}')}{\int_{v_n > 0} v_n \exp(-mv^2/2kT_s) \varepsilon(\vec{v}) d\vec{v}} + [1 - \varepsilon(\vec{v}')] \cdot \delta[\vec{v}' - (\vec{v} - 2v_n \vec{n})], \quad (3)$$

where $\varepsilon(\vec{v}')$ is an arbitrary even function, limited by interval $[0;1]$. In particular, Epstein himself suggested $\varepsilon(\vec{v}')$ as a function that qualitatively describes the temperature dependence of the energy accommodation coefficient and wrote it as

$$\varepsilon = \exp\left(-\frac{mv'^2}{2k\theta_1}\right) + C \left[1 - \exp\left(-\frac{mv'^2}{2k\theta_2}\right)\right]. \quad (4)$$

This formula contains three parameters θ_1 , θ_2 , and C . Parameter θ_1 controls the behavior of $\varepsilon(\vec{v}')$ for low velocities of the incident molecules, parameter θ_2 for high velocities, and C is the limit value $\varepsilon(\vec{v}')$ in the region of high velocities of the incident molecules.

Quite recently, we have used the Maxwell model for interpreting the results of our experiment in studying a free molecular isothermal gas flow through a tube of finite length ($l/r=34.4$, l —tube length, $r=3.6$ mm—its radius) into a vacuum, depending on the chemical composition of tube's surface.^{4,5} With this purpose, we calculated gas flow through a tube using the test particle Monte Carlo method and compared it with the experiment results. In particular, by simulating the flow of helium through a tube with an atomically clean surface of silver or titanium, we obtained the lowest

diffusion coefficient value ($\varepsilon=0.71$) represented in open literature for the rarefied gas flow through a capillary of finite length into a vacuum.

Please note that it is possible to find even lower values of ε in the literature; however, they were obtained either under different conditions of gas flow in a capillary or while using a different experimental approach. For example, in the study of Ref. 22, it has been shown experimentally that for the rarefied gas flow in a very long microchannel of Pyrex glass and silicon at no large pressure difference, diffusion coefficient ε for nitrogen falls within the range of 0.3–0.7. In an experimental study of air flow in a long, similarly made (of Pyrex glass and silicon) microchannel under atmospheric conditions and at small pressure difference, $\varepsilon=0.204$.²³ In both studies, values of ε are obtained from a comparison of the experimental data and the solution of compressible Navier–Stokes equations with the Maxwellian slip boundary condition. In a study of Ref. 24, a diffusion coefficient of $\varepsilon=0.53$ is obtained from measurements of radiometric forces on a heated vane for helium on a machined aluminum surface in the transitional flow regime. The study used the DMSC method for experiment simulation to determine ε .

Coming back to the interpretation of our experiment, simulation showed that on so-called contaminated (or non-prepped) surfaces, i.e., surfaces that have not undergone special preparation procedures, gas-surface scattering is close to being diffuse.^{4,5} Thus, it is possible to suppose that for rarefied gas flow in capillaries at large pressure difference, such as when gas expands into a vacuum, the range of change of parameter ε is between 1 (diffuse scattering) and 0.71 (specular-diffuse). Therefore, to evaluate the impact of gas-surface scattering on rarefied gas flow through a capillary into a vacuum, these two extreme cases need to be studied.

In this article, we also used the Cercignani–Lampis and the Epstein models for interpreting the results of our experiment. For simulating gas-surface scattering based on the Cercignani–Lampis scattering kernel (2), a procedure proposed in Ref. 25 and its practical realization in codes in Ref. 16 was used, and the method of superposition was used for the Epstein and Maxwell kernels. The simulation showed the following results.

In the case of applying the CL model, the mass flow rate practically does not depend on α_n ; therefore, its value can be assumed equal to 1. In order to describe the flow of helium through a tube with an atomically clean surface made of silver or titanium, it is necessary to specify CL-model parameters as $\alpha_n=1$ and $\alpha_\tau=0.63$. Let us note that the value of α_τ obtained is noticeably lower than the corresponding value of diffusion coefficient $\varepsilon=0.71$, which characterizes accommodation of energy as well as normal and tangential momentum. Having one parameter describe the accommodation of different molecular qualities is the main drawback of the Maxwell model, as the momentum and energy exchange processes during gas-surface scattering may differ.

If the Epstein model is used for interpreting the same experiment, then the best agreement between the experiment results and simulation are observed at model parameters

$\theta_1/T_s=1$, $\theta_2/T_s=2.28$, and $C=0.90$. Thus, as with parameter ε , let us assume that the Cercignani–Lampis and the Epstein model parameters obtained during the interpretation of our experiment are extreme values.

Let us note that diffuse scattering takes place at parameters $\alpha_n=\alpha_\tau=1$ and $\theta_1/T_s=\theta_2/T_s=C=1$. For nondiffuse scattering, the Epstein model, like the Maxwell model, is a combination of diffuse and specular reflections. The Cercignani–Lampis model is fundamentally different from these models, allowing a smooth transition from diffuse scattering of gas molecules to specular reflection at $\alpha_n\rightarrow 0$ and $\alpha_\tau\rightarrow 0$, and back reflection at $\alpha_n\rightarrow 0$ and $\alpha_\tau\rightarrow 2$.

In this study, we are not going to include into our simulation the relationship between TMAC and the Knudsen number, as is presented, for example, in review in Ref. 11. We share the point of view expressed in Ref. 13 according to which TMAC should not depend on gas rarefaction and a slight increase in value TMAC at low Knudsen numbers may be an artifact of the experimental procedure.

For example, in Ref. 13, measurements of mass flow rate through a freshly made microchannel (and consequent calculation of TMAC values based on those) began with high Knudsen numbers and continued to low values of Kn. The procedure of microchannel preparation involved annealing at 1000 °C for 70 min, which resulted in a surface clean from the physically adsorbed molecules. It is evident that, with further experiments at low Knudsen numbers, the surface became physically adsorbed again.

Gas scattering on a physically adsorbed surface is usually related to the structural scattering regime.⁶ Such scattering regime is characterized by a high probability of surface capturing the gas molecules, which then are emitted according to the diffuse law. Therefore, in the structural scattering regime, the TMAC value is close to 1 as in the experiment¹³ at very low Knudsen numbers and in our experiment^{4,5} in the case of contaminated surface. Thus, TMAC change is connected to the change in surface state during the experiment.

In Table I, calculation results of dimensionless mass flow rate Q^* through a two-dimensional channel into a vacuum are presented for different values of rarefaction parameter δ and the length to height ratios $l/h=0$, 1, and 10 in the case of diffuse scattering, as well as scattering according to the Maxwell, Cercignani–Lampis, and Epstein kernels, at extreme parameters. Hard sphere model was used as a model for gas molecule-molecule interaction for all computations presented in this section.

As seen in Table I, if the impact of gas-surface scattering is practically nonexistent for a slit ($l/h=0$), then such impact is observed for the channels. Indeed, for $l/h=1$, as well as for $l/h=10$, the results obtained using the Maxwell, Cercignani–Lampis, and Epstein models significantly exceed corresponding results in the case of diffuse scattering. Notably, mass flow rate values obtained using the Maxwell and the Epstein models have coincided within the uncertainty of the results. In the case of the CL model, the results were slightly higher for all values of δ .

TABLE I. Dimensionless mass flow rate Q^* through a channel into a vacuum for different values of rarefaction parameter δ and the length to height ratios l/h in the case of diffuse scattering as well as scattering according to the Maxwell, Cercignani–Lampis (CL), and Epstein kernels at extreme parameters. The uncertainty of the results is 0.5%.

l/h	δ	Mass flow rate Q^*			
		Diffuse	Maxwell	CL	Epstein
0	0.1	1.025	1.024	1.025	1.024
	1	1.147	1.143	1.148	1.143
	10	1.473	1.469	1.473	1.469
	100	1.561	1.557	1.558	1.557
1	0	0.684	0.757	0.768	0.758
	0.1	0.697	0.773	0.784	0.772
	1	0.764	0.841	0.864	0.842
	10	1.024	1.097	1.124	1.096
10	100	1.351	1.372	1.379	1.370
	0	0.241	0.322	0.326	0.322
	0.1	0.237	0.316	0.323	0.317
	1	0.219	0.296	0.319	0.297
	10	0.290	0.367	0.397	0.364
	100	0.784	0.817	0.829	0.814

In the case of cylindrical geometry for a rather long tube ($l/r=34.4$), let us remember that the calculation of the free molecular gas flow through a tube into a vacuum using all three models—Maxwell at $\varepsilon=0.71$, Cercignani–Lampis at $\alpha_n=1$ and $\alpha_r=0.63$, and Epstein at $\theta_1/T_s=1$, $\theta_2/T_s=2.28$, and $C=0.90$ —corresponds to one value Q^* . The increase ob-

served in the results under the CL model in rectangular geometry may be due to the principal difference of the CL model from the Maxwell and the Epstein models and also due to the much shorter channels ($l/h=1$ and 10) used in computation.

As follows from Table I, the impact of gas-surface scattering on the mass flow rate through a channel increases with the increase of the length to height ratio and, it appears, reaches its maximum impact in the case of a sufficiently long channel. At the very least, it is known that for the infinitely long capillary in the free molecular flow regime ($\delta=0$), the following expression $Q/Q_{\text{diff}}=(2-\varepsilon)/\varepsilon$ is correct, where Q_{diff} is the mass flow rate value for diffuse scattering.²⁶ Thus, the impact of gas-surface scattering on a free molecular gas flow through an infinitely long capillary at $\varepsilon=0.71$ can reach 82%. In our calculations, based on the Maxwell and the Epstein models and shown in Table I, the impact of gas-surface scattering on mass flow rate at $\delta=0$ reaches 11% at $l/h=1$ and 34% at $l/h=10$.

In Figs. 1(a) and 1(b), the dimensionless mass flow rate Q^* for channels with (a) $l/h=1$ and (b) $l/h=10$ is presented as a function of rarefaction parameter δ as follows: for the diffuse scattering, the Epstein scattering kernel at $\theta_1/T_s=1$, $\theta_2/T_s=2.28$, and $C=0.90$, and the Cercignani–Lampis kernel at $\alpha_n=1$ and $\alpha_r=0.63$.

As seen in Fig. 1(b), for the channel with $l/h=10$, a minimum mass flow rate in the transitional flow regime (the so-called Knudsen minimum) is observed in the case of diffuse scattering as well as in scattering according to the Epstein

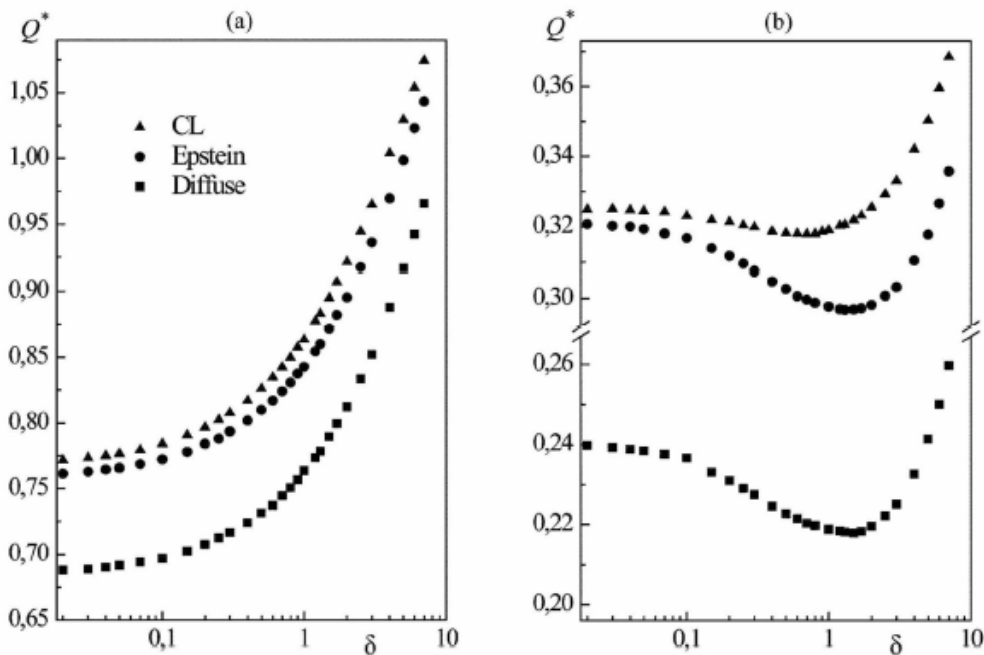


FIG. 1. [(a) and (b)] Dimensionless mass flow rate Q^* for channels with (a) $l/h=1$ and (b) $l/h=10$ as a function of rarefaction parameter δ in the case of diffuse scattering, as well as scattering according to the Cercignani–Lampis (CL) and Epstein kernels, at extreme parameters.

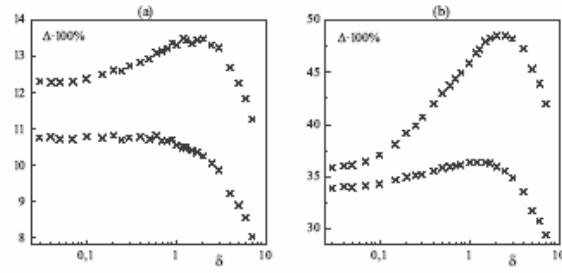


FIG. 2. [(a) and (b)] Dimensionless difference Δ in the mass flow rate values for channels with (a) $l/h=1$ and (b) $l/h=10$ obtained using the Cercignani–Lampis (top curve) and the Epstein (bottom) scattering kernels at extreme parameters.

and the Cercignani–Lampis kernels. In the case of simulation using the Cercignani–Lampis model, the Knudsen minimum is less deep than when using both the diffuse scattering and the Epstein models and is shifted to the more rarefied gas. Indeed, if for the diffuse scattering and the Epstein scattering kernel the minimum is observed at $\delta=1.5$, then in the case of the Cercignani–Lampis kernel, it is at $\delta=0.7$.

As follows from Table I, and as was expected, with the increase of gas rarefaction parameter δ , i.e., for the more dense gas, the impact on the gas-surface scattering decreases. However, in some cases, this dependence is not monotonous.

In fact, Figs. 2(a) and 2(b) present a dimensionless difference in the mass flow rate values, defined as $\Delta=(Q^*-Q_{\text{diff}}^*)/Q_{\text{diff}}^*$, for channels with (a) $l/h=1$ and (b) $l/h=10$, obtained using the Epstein and the Cercignani–Lampis scattering kernels at extreme parameters. For $l/h=1$, the maximum impact of gas-surface scattering is observed at the free molecular flow regime in the case of the Epstein model and at the transitional flow regime in the case of the Cercignani–Lampis model. For $l/h=10$, the maximum impact for both models exists in the transitional flow regime.

This is quite an unexpected result, as in the transitional flow regime the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction are competing effects. Therefore, the maximum impact of the gas-surface scattering was expected in the free molecular flow regime, where gas-surface scattering effect is dominant. However, as, for example, in Fig. 2(b), in the free molecular flow regime under the CL model, the impact of gas-surface scattering for $l/h=10$ reaches 35%, while it is 48% in the transitional flow regime.

In a flow regime close to hydrodynamic at $\delta=100$, as follows from Table I, the impact of gas-surface scattering is already comparatively small, particularly under the CL model, being at 2% for the channel $l/h=1$ and 6% for $l/h=10$.

III. IMPACT OF THE GAS MOLECULE-MOLECULE INTERACTION

In our previous study,²⁷ a brief review of gas molecule-molecule interaction models available in open literature was presented. In that work, to study the impact of gas molecule-molecule interaction on rarefied gas flow through a slit into a

TABLE II. Dimensionless mass flow rate Q^* through a channel into a vacuum obtained using the HS and VSS models for helium (He) and xenon (Xe) in the case of different rarefaction parameters δ and the length to height ratio l/h . The uncertainty of the results is 0.5%.

l/h	δ	Mass flow rate Q^*		
		HS	VSS for He	VSS for Xe
0	0.1	1.025	1.024	1.021
	1	1.147	1.139	1.125
	10	1.473	1.460	1.437
	100	1.561	1.559	1.558
1	0.1	0.697	0.696	0.695
	1	0.764	0.756	0.749
	10	1.024	1.008	0.984
	100	1.351	1.340	1.324
10	0.1	0.237	0.236	0.235
	1	0.219	0.218	0.217
	10	0.290	0.281	0.269
	100	0.784	0.759	0.715

vacuum, we used the HS, the variable hard sphere, and the variable soft sphere (VSS) models defined for the inverse-power-law (IPL) potential. We also used the generalized hard sphere model defined for 12-6 Lennard-Jones potential.

Based on previous results, in order to evaluate the impact of gas molecule-molecule interaction on the rarefied gas flow through a short channel into a vacuum, it is appropriate to use the VSS model for light and heavy gases. In this study, the VSS model is used for helium (He) and xenon (Xe), and the results were compared to the data¹⁵ obtained earlier using a more frequently used HS model, which does not require specifying the kind of gas.

We will remind that, according to the VSS model,²⁸ the total cross section is inversely proportional to the relative velocity of gas molecules v_r to power $2\omega-1$; i.e., $\sigma_r \sim v_r^{-2\omega+1}$, where ω is viscosity index, which is determined based on the temperature dependence of the viscosity coefficient. Viscosity index ω is connected with the IPL exponent η as $\omega=(2/(\eta-1))+\frac{1}{2}$ and depends on the kind of gas. In contrast with the isotropic scattering law, in the VSS model, the angle of the change of the direction of relative velocity (or deflection angle) χ after the molecular collision is defined by a more realistic scattering law, $b=d \cos^\alpha(\chi/2)$, where b is the impact parameter, d is the diameter of colliding molecules, and α is the exponent of cosine of deflection angle. The value α is determined so that both the diffusion and viscosity cross-section values are consistent with the corresponding values of the IPL potential. The logic of using the VSS model in codes and model parameters ω and α for He and Xe are taken from Ref. 16. Gas-surface scattering was simulated as being completely diffuse.

Table II presents calculation results for the dimensionless mass flow rate Q^* through a two-dimensional channel into a vacuum. These were obtained using the hard sphere and the variable soft sphere models of the gas molecule-molecule interaction for different rarefaction parameters δ and the length to height ratio $l/h=0, 1$, and 10.

As follows from Table II, as was expected, maximum values Q^* are observed when using the HS model, because this model of the gas molecule-molecule interaction is "too hard."

Table II shows that the dimensionless mass flow rate Q^* in the transitional flow regime is noticeably higher for helium than for xenon. For both gases, since gas-surface scattering was simulated as completely diffuse, the difference in the dimensionless mass flow rate can only be caused by the difference in the gas molecule-molecule interaction. Higher values of the dimensionless mass flow rate for light inert gases, such as He and Ne, in comparison with the mass flow rate of heavier inert gases Ar, Kr, and Xe in the transitional flow regime for channels with a nonprepped surface were also obtained experimentally.²⁹

As shown in Table II, for the VSS model, it follows that for the slit $l/h=0$ and a short channel $l/h=1$, the maximum impact of gas molecule-molecule interaction is observed at $\delta=10$. In this case, the dimensionless difference in the mass flow rate values, defined as $\Delta=(Q_{\text{He}}^*-Q_{\text{Xe}}^*)/Q_{\text{Xe}}^*$, reaches about 0.02. However, for a longer channel with $l/h=10$, the maximum value Δ equaling 0.06 is already observed at $\delta=100$.

Thus, the impact of the gas molecule-molecule interaction on the dimensionless mass flow rate through a channel strongly depends on the length to height ratio. With the increase of the length to height ratio, the impact of gas molecule-molecule interaction increases and most of the impact shifts to the more dense gas.

IV. CONCLUSION

The impact of the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction on the mass flow rate of the rarefied gas through a short channel into a vacuum has been investigated computationally by the direct simulation Monte Carlo method. Cercignani-Lampis and Epstein scattering kernels at extreme parameters were used to study the impact of gas-surface scattering. The variable soft sphere model for light and heavy gases was used to study the impact of the gas molecule-molecule interaction. Results for the dimensionless mass flow rate are presented for the channels with the length to height ratio $l/h=0, 1$, and 10 over a wide range of the gas rarefaction.

It has been demonstrated that the dependency of the results on the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction can be significant. The impact of the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction strongly depends on the gas rarefaction and the value of l/h . With the increase of l/h , the impact of these effects on the mass flow rate through a channel increases. The maximum impact of the gas-surface scattering can be observed in

the free molecular as well as in the transitional flow regime, depending on the value of l/h . With the increase of the length to height ratio, the maximum impact of the gas molecule-molecule interaction shifted to the more dense gas.

ACKNOWLEDGMENT

The support by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation through the Federal Target Program "Scientific and scientific-pedagogical personnel of innovative Russia" in 2009–2013 (State Contract No. P360) is gratefully acknowledged.

- ¹Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics, edited by D. Li (Springer, New York, 2008).
- ²G. Kamiadakis, A. Beskok, and N. Aluru, *Microflows and Nanoflows: Fundamentals and Simulation* (Springer, NY, 2005).
- ³M. Hakak Khadem, M. Shams, and S. Hossainpour, *Int. J. Aero Mech. Eng.* **3**, 211 (2009).
- ⁴O. V. Sazhin, S. F. Borisov, and F. Sharipov, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**, 2499 (2001); **20**, 957(E) (2002).
- ⁵O. V. Sazhin and S. F. Borisov, *J. Eng. Phys. Thermophys.* **74**, 1232 (2001).
- ⁶F. O. Goodman and H. Y. Wachman, *Dynamics of Gas-Surface Scattering* (Academic, New York, 1976).
- ⁷B. T. Porodnov, P. E. Suetin, S. F. Borisov, and V. D. Akinshin, *J. Fluid Mech.* **64**, 417 (1974).
- ⁸F. Sharipov, *Eur. J. Mech. B/Fluids* **21**, 113 (2002).
- ⁹F. Sharipov, *Eur. J. Mech. B/Fluids* **22**, 145 (2003).
- ¹⁰Bing-Yang Cao, Jun Sun, Min Chen, and Zeng-Yuan Guo, *Int. J. Mol. Sci.* **10**, 4638 (2009).
- ¹¹A. Agrawal and S. V. Prabhu, *J. Vac. Sci. Technol. A* **26**, 634 (2008).
- ¹²A. D. Chew, *J. Vac. Sci. Technol. A* **27**, 591 (2009).
- ¹³Errol B. Arkilic, Kenneth S. Breuer, and Martin A. Schmidt, *J. Fluid Mech.* **437**, 29 (2001).
- ¹⁴F. Sharipov and G. Bertoldo, *Phys. Fluids* **21**, 067101 (2009).
- ¹⁵O. Sazhin, *J. Exp. Theor. Phys.* **109**, 700 (2009).
- ¹⁶G. A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flow* (Oxford University Press, Oxford, 1994).
- ¹⁷M. S. Ivanov and S. V. Rogazinskiy, *Zh. Vychisl. Mat. Mat. Fiz.* **28**, 1058 (1988) (in Russian).
- ¹⁸J. C. Maxwell, *The Scientific Papers of James Clerk Maxwell* (Dover, New York, 1890).
- ¹⁹C. Cercignani and M. Lampis, *Transp. Theory Stat. Phys.* **1**, 101 (1971).
- ²⁰M. Epstein, *AIAA J.* **5**, 1797 (1967).
- ²¹O. Sazhin, A. Kulev, S. Borisov, and S. Gimelshein, *Vacuum* **8**, 20 (2008).
- ²²S.-S. Hsieh, H.-H. Tsai, C.-Y. Lin, C.-F. Huang, and C.-M. Chien, *Int. J. Heat Mass Transfer* **47**, 3877 (2004).
- ²³J. S. Jang, Y. B. Zhao, and S. T. Wereley, MEMS-03: IEEE The Sixteenth Annual International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (IEEE, Kyoto, 2003), pp. 287–290.
- ²⁴N. Selden, N. Gimelshein, S. Gimelshein, and A. Ketsdever, *Phys. Fluids* **21**, 073101 (2009).
- ²⁵R. G. Lord, *Phys. Fluids A* **3**, 706 (1991).
- ²⁶F. M. Sharipov and V. D. Seleznev, *Flows of Rarefied Gases in Channels and Microchannels* (Russian Academy of Science, Ural Branch, Institute of Thermal Physics, Yekaterinburg, 2008) (in Russian).
- ²⁷O. Sazhin, *J. Exp. Theor. Phys.* **108**, 874 (2009).
- ²⁸K. Koura and H. Matsumoto, *Phys. Fluids A* **3**, 2459 (1991).
- ²⁹B. T. Porodnov, P. E. Suetin, and S. F. Borisov, *Zh. Tekh. Fiz.* **40**, 2383 (1970) (in Russian).

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по научной работе
ГОУ ВПО «УрГУ»

_____ А.О. Иванов
(подпись)

«20» сентября 2010 г.

**Экспертное заключение
о возможности опубликования**

Я, председатель экспертной комиссии

Научно-исследовательского института физики и прикладной математики

Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Уральский государственный университет им. А.М.Горького», рассмотрев

научную статью « Numerical Simulation of the Rarefied Gas Flow
through a Short Channel into a Vacuum»

старшего научного сотрудника Сажина Олега Владимировича,

представленную в издание Американского Института Физики - AIP Conference
Proceedings (AIP Conf. Proc.)

подтверждаю, что в материале не содержатся сведения, относящиеся к государственной тайне. Материал не патентоспособен и не содержит сведений конфиденциального характера и «ноу-хау».

Закключение: это позволяет мне сделать заключение, что рассмотренный материал
может быть опубликован в открытой печати.

Председатель комиссии

Начальник управления

научных исследований и инновационных программ _____ В.Н. Ларионов
(подпись)

Главный специалист ОНТИ УНИ _____ Н.П. Невраева
(подпись)

Начальник Первого отдела _____ А.Г.Гришин
(подпись)

Numerical Simulation of the Rarefied Gas Flow through a Short Channel into a Vacuum

Oleg Sazhin

*Ural State University, Lenin av.51, 620083 Ekaterinburg, Russia
E-mail: oleg.sazhin@uralmail.com*

Abstract. The rarefied gas flow through a short channel into a vacuum is studied by the direct simulation Monte Carlo method. The mass flow rate through the channel is calculated over the wide range of gas rarefaction. This study demonstrates that the effects of the gas molecule-molecule interaction and the gas-surface scattering can make a noticeable impact on the mass flow rate. The analysis of the flow field both within the channel as well as in upstream and downstream containers is presented.

Keywords: rarefied gas flow, mass flow rate, gas-surface scattering, molecule-molecule interaction.
PACS: 47.45.Gx, 47.60.Dx, 47.61.Fg.

INTRODUCTION

A rarefied gas flow through a short channel into a vacuum presents a complex task due to significant non-equilibrium. Therefore, it is possible to find a good number of empirical formulas in open literature for calculating flow rate in this case. Correct approach to solving this problem should be based on the Boltzmann equation [1]. The difficulties of numerical solutions for this equation, caused by a large number of independent variables and a complex structure of a non-linear collision integral, are well-known. In our opinion, direct simulation Monte Carlo (DSMC) method [2], which is customarily viewed as a stochastic solution for Boltzmann equation, is preferable for use in tasks with strong non-equilibrium. DSMC method is an effective tool to solve problems of rarefied gas dynamics from free molecular to viscous regimes. An approach based on using DSMC method allows to take into account several factors, such as strong non-equilibrium and complex geometrical configuration of the model system, as well as to use various models of the gas-surface scattering, gas molecule-molecule interactions and surface structure. Therefore, it is appropriate to use DSMC method to study the rarefied gas flow through a short channel into a vacuum.

Practical application of the results of such research can be in the development and creation of such devices as micro- and nanoseparators, micropumps, microshutters, microgyroscopes, micro- and nanosatellites, and other micro- and nanoelectromechanical systems (MEMS/NEMS) [3]. The flow of gas in MEMS/NEMS, depending on device size and gas pressure, can be viscous, transitional or free molecular. Incidentally, the free molecular flow in nanodevices can be observed even at normal atmospheric pressure.

In this study, a rarefied gas flow through a short channel into a vacuum is studied by the direct simulation Monte Carlo method. The mass flow rate Q through the channel is calculated over the wide range of gas rarefaction as a function of the length-to-height ratio l/h . Gas rarefaction will be characterized with a parameter $\delta = (h \cdot P_1) / (\mu \cdot v_1)$, where P_1 , μ and v_1 are the gas pressure, viscosity and the most probable molecular velocity, respectively, in the upstream container far from channel. Value δ is connected to the Knudsen number as $\delta = 0.5\sqrt{\pi}/Kn$, which (Kn) is defined as a ratio of the mean free path of gas molecules to the channel height.

We chose a two-dimensional statement of the problem, i.e., when the channel width significantly exceeds its height; the mass flow rate Q was calculated per unit width of the channel. Calculated data is expressed in the form of $Q^* = Q/Q_{fm}$, where Q_{fm} is a value of mass flow rate through a slit (channel with $l=0$) in the free molecular limit. As previously [4-6], we use two-level regular grid, weight-factor and sub-cell procedures. Simulation parameters used

27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, 2010
AIP Conf. Proc. 1333, 313-318 (2011); doi: 10.1063/1.3562667
© 2011 American Institute of Physics 978-0-7354-0888-0/\$30.00

in present work – number of samples, cell size, number of model particles in the cell, time step length, time to reach stationary flow and computational domain size – all guarantee the computation error of no more than 0.5%.

MASS FLOW RATE AND FLOW FIELD

Fig.1 presents calculation results of the dimensionless mass flow rate Q^* as a function of gas rarefaction parameter δ for several values of the length-to-height ratio $l/h=0; 0.5; 1; 5$ and 10 . Results for $l/h=0$ (slit) are taken from our previous paper [5]. In the figure, the arrows indicate values Q^* in a free molecular limit, resulting from using the formula [7] for calculating transmission probability of a two-dimensional channel. Indeed, in the case of presenting calculated data in the form of $Q^*=Q/Q_{fm}$ value Q^* in free molecular limit coincides with transmission probability of a channel. Transmission probability of a channel can also be obtained using test particle Monte Carlo method (TPMC). In [8], we have shown excellent agreement between TPMC results and the formula [7].

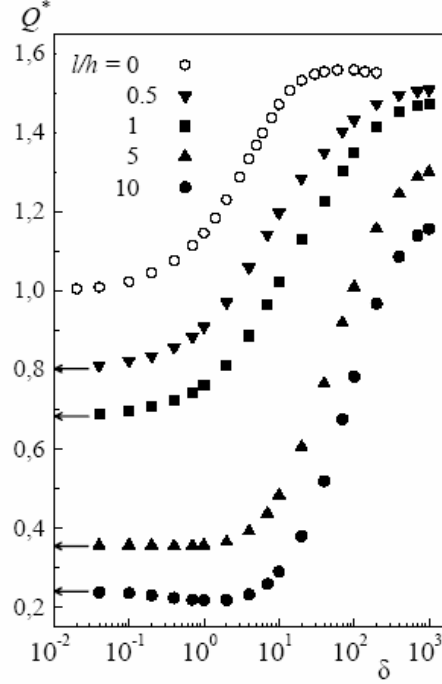


FIGURE 1. The dimensionless mass flow rate Q^* as a function of gas rarefaction parameter δ for various length-to-height ratio l/h .

From Fig.1, it also follows that, in a case of rather long channel with $l/h=10$ in a transitional regime, a Knudsen minimum is clearly observed. For shorter channels, this minimum is either absent, as it is for $l/h=0.5$ and 1 , or is expressed very weakly, as it is for $l/h=5$.

Fig. 2 presents the dimensionless macroscopic distributions of density n/n_1 (top), where $n_1 = P_1/kT_1$ and k is Boltzmann constant, temperature T/T_1 (middle) and lateral mass velocity u_y/v_1 (bottom) in YZ-plane near and within a channel with $l/h=0.5$ (left) and 5 (right) where rarefaction parameter $\delta=10$ (top of each of the 9 elements in the figure) and 10^3 (bottom). Shaded area in the figure represents the channel wall. As it follows from the figure, macroscopic distributions depend on the rarefaction parameter δ as well as on the length-to-height ratio l/h . The differences in macroscopic distributions with different δ and same l/h is more significant for a longer channel ($l/h=5$) than for shorter one ($l/h=0.5$).

IMPACT OF THE GAS-SURFACE SCATTERING

We used models such as Maxwell [9], Cercignani–Lampis [10], and Epstein [11] to study the effect of gas-surface scattering on the rarefied gas flow through a short channel into a vacuum.

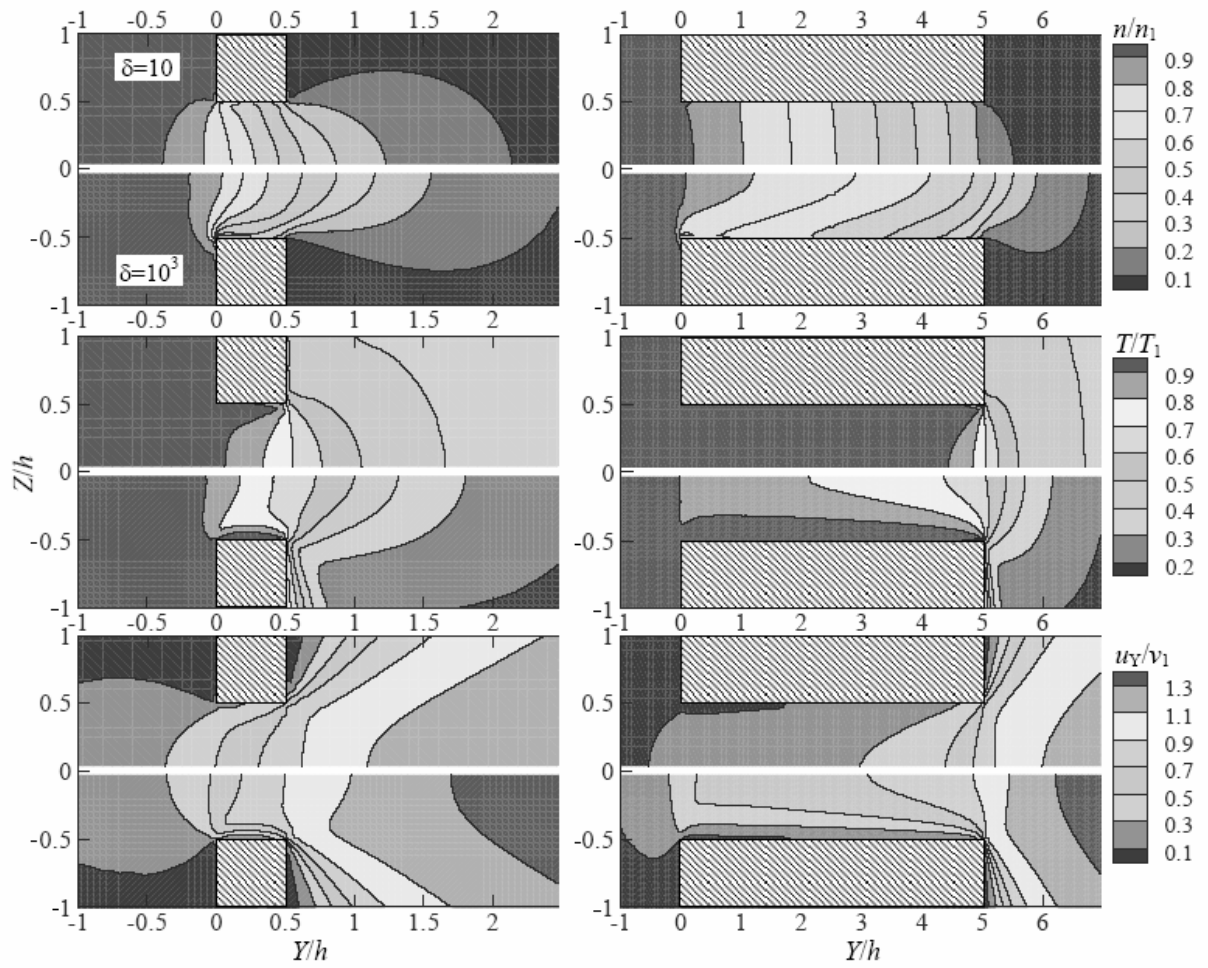


FIGURE 2. The dimensionless macroscopic distributions of density n/n_1 (top), temperature T/T_1 (middle) and lateral mass velocity u_Y/v_1 (bottom) in YZ-plane near and within a channel with $l/h=0.5$ (left) and 5 (right) where rarefaction parameter $\delta=10$ (top of each of the 9 elements in the figure) and 10^3 (bottom). Shaded area is the channel wall.

Quite recently, we have used the Maxwell model for interpreting results of our experiment in studying a free molecular isothermal gas flow through a tube of finite length ($l/r=34.4$, l – tube length, $r=3.6$ mm – its radius) into a vacuum, depending on the chemical composition of tube's surface [12;13]. With this purpose, we calculated of gas flow through a tube using the test particle Monte Carlo method and compared with the experiment results. In particular, by simulating the flow of helium through a tube with atomically clean surface of silver or titanium, we obtained the lowest diffusion coefficient value ($\varepsilon=0.71$) represented in open literature for the rarefied gas flow through a capillary of finite length into a vacuum. Simulation showed that on so-called contaminated (or non-prepped) surfaces; i.e., surfaces that have not undergone special preparation procedures, gas-surface scattering is close to being diffuse. Thus, it is possible to suppose that for rarefied gas flow in capillaries at large pressure difference, such as when gas expands into a vacuum, the range of change parameter ε is between 1 (diffuse scattering) and 0.71 (specular-diffuse). Therefore, to evaluate the impact of gas-surface scattering on rarefied gas flow through a capillary into a vacuum, these two extreme cases need to be studied.

In this paper, we also used the Cercignani–Lampis (CL) and the Epstein models for interpreting the results of our experiment [12;13]. In case of applying CL-model, the mass flow rate practically does not depend on α_n ; therefore, its value can be assumed to equal 1. In order to describe the flow of helium through a tube with atomically clean surface made of silver or titanium, it is necessary to specify CL-model parameters as $\alpha_n=1$ and $\alpha_t=0.63$ (α_n is the accommodation coefficient of the kinetic energy corresponding to the normal molecular velocity, and α_t is tangential momentum accommodation coefficient). If the Epstein model is used for interpreting the same experiment, then the

best agreement between the experiment results and simulation are observed at model parameters $\theta_1/T_s=1$, $\theta_2/T_s=2.28$, and $C=0.90$ (T_s is surface temperature). Thus, as with parameter ϵ , let us assume that the Cercignani–Lampis and the Epstein model parameters obtained during the interpretation of our experiment are extreme values.

In Table 1, calculation results of dimensionless mass flow rate Q^* through a two-dimensional channel into a vacuum are presented for different values of rarefaction parameter δ and the length-to-height ratios $l/h = 0, 1$ and 10 in the case of diffuse scattering, as well as scattering according to the Maxwell, Cercignani–Lampis and Epstein kernels, at extreme parameters. Hard sphere model was used as a model for gas molecule-molecule interaction for all computations presented in this section.

TABLE 1. Dimensionless mass flow rate Q^* through a channel into a vacuum for different values of rarefaction parameter δ and the length-to-height ratios l/h in the case of diffuse scattering, as well as scattering according to the Maxwell, Cercignani–Lampis (CL) and Epstein kernels at extreme parameters.

l/h	δ	Mass flow rate, Q^*			
		Diffuse	Maxwell	CL	Epstein
0	0.1	1.025	1.024	1.025	1.024
	1	1.147	1.143	1.148	1.143
	10	1.473	1.469	1.473	1.469
	100	1.561	1.557	1.558	1.557
1	0	0.684	0.757	0.768	0.758
	0.1	0.697	0.773	0.784	0.772
	1	0.764	0.841	0.864	0.842
	10	1.024	1.097	1.124	1.096
10	100	1.351	1.372	1.379	1.370
	0	0.241	0.322	0.326	0.322
	0.1	0.237	0.316	0.323	0.317
	1	0.219	0.296	0.319	0.297
	10	0.290	0.367	0.397	0.364
	100	0.784	0.817	0.829	0.814

As seen in the Table 1, if the impact of gas-surface scattering is practically non-existent for a slit ($l/h=0$), then such impact is observed for the channels. Indeed, for $l/h=1$, as well as for $l/h=10$, the results obtained using the Maxwell, Cercignani–Lampis and Epstein models significantly exceed corresponding results in the case of diffuse scattering. Notably, mass flow rate values obtained using the Maxwell and the Epstein models have coincided within the margin of error. In the case of the CL-model, the results were slightly higher for all values δ . As follows from Table, and as was expected, with the increase of gas rarefaction parameter δ , i.e., for the more dense gas, the impact on the gas-surface scattering decreases.

In Figure 3 (a,b), the dimensionless mass flow rate Q^* for channels with $l/h = 1$ (a) and 10 (b) is presented as a function of rarefaction parameter δ as follows: for the diffuse scattering, the Cercignani–Lampis and Epstein scattering kernels at extreme parameters. As seen in the Figure 3 (b), for channel with $l/h=10$, the Knudsen minimum is observed in the case of diffuse scattering, as well as in scattering according to the Epstein and the Cercignani–Lampis kernels. In the case of simulation using the Cercignani–Lampis model, the Knudsen minimum is less deep than when using both the diffuse scattering and the Epstein models, and is shifted to the more rarefied gas. Indeed, if for the diffuse scattering and the Epstein scattering kernel the minimum is observed at $\delta=1.5$, then in case of the Cercignani–Lampis kernel, it is at $\delta=0.7$.

IMPACT OF THE GAS MOLECULE-MOLECULE INTERACTION

Based on previous results [6], in order to evaluate the impact of gas molecule-molecule interaction on the rarefied gas flow through a short channel into a vacuum, it is appropriate to use the variable soft sphere (VSS) model [14] for light and heavy gases. In this study, the VSS model is used for helium (He) and xenon (Xe), and the results were compared to the data for a more frequently used hard sphere (HS) model, which does not require specifying the kind of gas.

Table 2 presents calculation results for the dimensionless mass flow rate Q^* through a two-dimensional channel into a vacuum. These were obtained using HS and VSS models of the gas molecule-molecule interaction for different rarefaction parameters δ and the length-to-height ratio $l/h=0, 1$, and 10 .

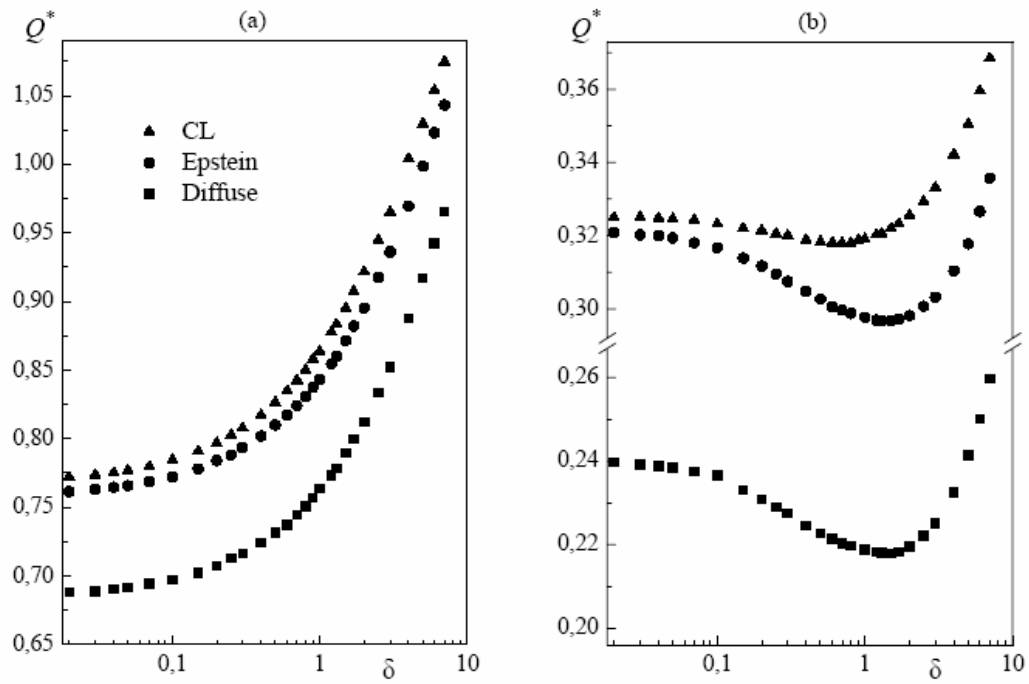


FIGURE 3 (a;b). Dimensionless mass flow rate Q^* for channels with $l/h = 1$ (a) and 10 (b) as a function of rarefaction parameter δ in the case of diffuse scattering, as well as scattering according to the Cercignani–Lampis (CL) and Epstein kernels at extreme parameters.

As follows from the Table 2, as was expected, maximum values Q^* are observed when using the HS model, because this model of the gas molecule–molecule interaction is «too hard».

Table 2 shows that the dimensionless mass flow rate Q^* in the transitional flow regime is noticeably higher for helium then for xenon. For both gases, since gas-surface scattering was simulated as completely diffuse, the difference in the dimensionless mass flow rate can only be caused by the difference in the gas molecule-molecule interaction. Higher values of the dimensionless mass flow rate for light inert gases, such as He and Ne, in comparison with the mass flow rate of heavier inert gases Ar, Kr, and Xe in the transitional flow regime for channels with a non-prepped surface, were also obtained experimentally [15].

TABLE 2. Dimensionless mass flow rate Q^* through a channel into a vacuum obtained using the hard sphere (HS) model and the variable soft sphere (VSS) model for helium (He) and xenon (Xe) in the case of different rarefaction parameters δ and the length-to-height ratio l/h .

l/h	δ	Mass flow rate, Q^*		
		HS	VSS for He	VSS for Xe
0	0.1	1.025	1.024	1.021
	1	1.147	1.139	1.125
	10	1.473	1.460	1.437
	100	1.561	1.559	1.558
1	0.1	0.697	0.696	0.695
	1	0.764	0.756	0.749
	10	1.024	1.008	0.984
	100	1.351	1.340	1.324
10	0.1	0.237	0.236	0.235
	1	0.219	0.218	0.217
	10	0.290	0.281	0.269
	100	0.784	0.759	0.715

As shown in Table 2, for the VSS model, it follows that for the slit $l/h=0$ and a short channel $l/h=1$, the maximum impact of gas molecule-molecule interaction is observed at $\delta=10$. In this case, the dimensionless difference in the mass flow rate values, defined as $\Delta=(Q_{He}^*-Q_{Xe}^*)/Q_{Xe}^*$, reaches about 0.02. However, for longer channel with $l/h=10$, the maximum value Δ equaling 0.06 is already observed at $\delta=100$.

Thus, the impact of the gas molecule-molecule interaction on the dimensionless mass flow rate through a channel strongly depends on the length-to-height ratio. With the increase of the length-to-height ratio, the impact of gas molecule-molecule interaction increases and most of impact shifts to the more dense gas.

SUMMARY

The direct simulation Monte Carlo method has been applied to study the rarefied gas flow through a two-dimensional short channel into a vacuum. The calculation results of the dimensionless mass flow rate for a channel with various length-to-height ratios are presented in gas rarefaction range from a free molecular regime to a viscous one. The range of gas rarefaction, where significant changes of flow rate, as well as value of change in the flow rate, considerably depends on the length-to-height ratio. The longer the channel, the more significant are changes in the flow rate and the specified range of gas rarefaction moves to a more dense gas. In a transitional regime for rather long channels, a Knudsen minimum was discovered.

An analysis of dimensionless macroscopic distributions, both within the channel as well as in upstream and downstream containers, is presented. Significant changes in dimensionless macroscopic distributions are observed when gas rarefaction is in the range of considerable change in the value of flow rate. Differences in macroscopic distributions with dissimilar gas rarefaction and similar length-to-height ratio are more significant for a longer channel than for a shorter one.

The impact of the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction on the mass flow rate of the rarefied gas through a short channel into a vacuum has been investigated. Cercignani-Lampis and Epstein scattering kernels at extreme parameters were used to study the impact of gas-surface scattering. The variable soft sphere model for light and heavy gases was used to study the impact of the gas molecule-molecule interaction. It has been demonstrated that the dependency of the results on the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction could be significant. The impact of the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction strongly depends on the gas rarefaction and the value of the length-to-height ratio. With the increase of the length-to-height ratio, the impact of these effects on the mass flow rate through a channel increases.

ACKNOWLEDGMENTS

The support by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation through the Federal Target Program "Scientific and scientific-pedagogical personnel of innovative Russia" in 2009-2013 (the State contract no. P360) is gratefully acknowledged.

REFERENCES

1. C. Cercignani, *The Boltzmann Equation and its Application*, New York: Springer, 1988.
2. G.A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flow*, Oxford: Oxford University Press, 1994.
3. *Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics*, edited by Dongqing Li, New York: Springer, 2008.
4. O. Sazhin, "DSMC-computation of the Rarefied Gas Flow through a Slit into a Vacuum" in *Rarefied Gas Dynamics*, edited by T. Abe, AIP Conference Proceedings 1084, American Institute of Physics, Melville, NY, 2008, pp. 1147-1152.
5. O. Sazhin, *J. Exp. Theor. Phys.* **107**, 162-169 (2008).
6. O. Sazhin, *J. Exp. Theor. Phys.* **108**, 874-879 (2009).
7. A.S. Berman and W.J. Maegley, *Phys. Fluids*, **15**, 772-779 (1972).
8. O.V. Sazhin, A.N. Kulev and S.F. Borisov, *Termofiz. Aeromekh.* **8**, 391-399 (2001) (in Russian).
9. J.C. Maxwell, *The scientific papers of James Clerk Maxwell*, New York: Dover, 1890.
10. C. Cercignani and M. Lampis, *J. Theor. Stat. Phys.* **1**, 101-114 (1971).
11. M. Epstein, *AIAA J.* **5**, 1797-1800 (1967).
12. O.V. Sazhin, S.F. Borisov and F. Sharipov, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**, 2499-2503 (2001). Erratum **20**, 957 (2002).
13. O.V. Sazhin and S.F. Borisov, *J. Eng. Phys. Thermophys.* **75**, 1232-1238 (2001).
14. K. Koura and H. Matsumoto, *Phys. Fluids A* **3**, 2459-2465 (1991).
15. B.T. Porodnov, P.E. Suetin and S.F. Borisov, *Zh. Tekh. Fiz.* **40**, 2383-2391 (1970) (in Russian).

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по научной работе
ГОУ ВПО «УрГУ»

(подпись) А.О. Иванов

«28» марта 2011 г.

**Экспертное заключение
о возможности опубликования**

Я, председатель экспертной комиссии

Научно-исследовательского института физики и прикладной математики

Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Уральский государственный университет им. А.М.Горького»,
рассмотрев

научную статью «Микросенсор потока теплового типа

для датчика массового расхода воздуха»

О.В. Сажина и Ю.В. Первушина,

представленную в журнал «Научное приборостроение».

подтверждаю, что в материале не содержатся сведения, относящиеся к государственной тайне. Материал не патентоспособен и не содержит сведений конфиденциального характера и «ноу-хау».

Закключение: это позволяет мне сделать заключение, что рассмотренный материал

может быть опубликован в открытой печати.

Председатель комиссии

Начальник управления

научных исследований и инновационных программ _____ В.Н. Ларионов
(подпись)

Главный специалист ОНТИ УНИ _____ Н.П. Невраева
(подпись)

Начальник Первого отдела _____ А.Г. Гришин
(подпись)

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК



УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК ИНСТИТУТ АНАЛИТИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ РАН

190103 Санкт-Петербург, Рижский пр.26
тел.: (812) 251-8600, факс:(812) 251-7038, e-mail:iap@ianin.spb.su

27.06.2011 № 1084P-636/кор

Редакция журнала "Научное приборостроение"

СПРАВКА

Решением Редколлегии статья

Микросенсор потока теплового типа для датчика массового расхода воздуха

О.В. Сажин¹, Ю.В. Первушин²

¹ Уральский государственный университет имени А.М.Горького, 620083 Екатеринбург, Россия

² НПО Автоматики имени академика Н.А.Семихатова, 620075 Екатеринбург, Россия

принята к публикации в журнале в порядке очередности.

Гл. редактор
ж. "Научное приборостроение",
д.т.н., проф. В.Е. Курочкин

" " "

2011 г.



УДК 681.121.83; 533.6.08

© О. В. Сажин, Ю. В. Первушин

МИКРОСЕНСОР ПОТОКА ТЕПЛОВОГО ТИПА ДЛЯ ДАТЧИКА МАССОВОГО РАСХОДА ВОЗДУХА

Разработана аналитическая модель сенсора потока теплового типа. Результаты применения модели использованы для разработки микросенсора потока теплового типа с оптимальными функциональными характеристиками. Описана технология изготовления микросенсора. Изготовлен опытный образец микросенсора, пригодный для использования в датчике массового расхода воздуха. Представлены основные характеристики микросенсора.

Кл. сл.: сенсор потока теплового типа, массовый расход, тепломассоперенос, датчик массового расхода, MEMS

ВВЕДЕНИЕ

Среди современных микроэлектромеханических систем (MEMS) особое место занимают так называемые сенсоры потока теплового типа [1–3], общий принцип действия которых основан на зависимости интенсивности конвективного переноса тепла от скорости движущейся среды (флюида). Изучение баз данных зарубежных патентов свидетельствует о возросшем в последнее время интересе к разработке новых конструкций микросенсоров потока теплового типа, основанных на применении технологий формирования микро и наномасштабных поверхностных структур (см., например, [4]). Действительно, благодаря быстрому развитию методов формирования новых поверхностных микроструктур с улучшенными эксплуатационными характеристиками достигнут значительный прогресс в большинстве критических промышленных технологиях, как и в технологии производства микросенсоров. В частности, миниатюризация сенсоров открыла новые возможности для их практического использования, существенно снизила стоимость их производства и потребляемую электроэнергию.

Области использования микросенсоров потока теплового типа — автомобильная [5–7], химическая [8] и электронная промышленности [9], медицина [10], космические приложения [11], кондиционирование и вентиляция [12], а также и другие отрасли [1]. Микросенсоры потока теплового типа используются в интенсивно разрабатываемой в последнее время микросистеме общего анализа (μ TAS) [13].

По принципу измерения сенсоры потока теплового типа можно подразделить на три основных класса: времяпролетные, термоанемометрические и калориметрические.

Принцип измерения скорости или расхода флюида с использованием времяпролетных сенсоров заключается в определении времени задержки теплового импульса. Нагреватель подвергается импульсному нагреву, и через некоторый промежуток времени (время задержки) термочувствительный элемент, расположенный по направлению течения флюида, улавливает этот импульс. Очевидно, что время задержки зависит от скорости течения флюида.

Термоанемометрические сенсоры — одни из самых распространенных сенсоров для диагностики потока флюида, и существует достаточно большое количество их практических реализаций. В частности, суть одной из них заключается в определении динамики остывания электрически нагретого элемента вследствие процесса теплообмена с флюидом. Интенсивность теплообмена в свою очередь существенным образом зависит от массового расхода флюида. Так как электрическое сопротивление большинства материалов существенно зависит от температуры, то для определения температуры элемента измеряют его сопротивление.

Принцип работы калориметрического сенсора основан на изменении температурного поля вблизи нагретого элемента потоком флюида. Разница температур между термочувствительными элементами, расположенными по направлению течения и против относительно нагревателя, определяется массовым расходом флюида.

Разработаны также сенсоры потока, работа которых основана на комбинации вышеуказанных принципов измерения. Калориметрический сенсор более чувствителен к малым потокам, в то время как времяпролетный и термоанемометрический сенсоры предпочтительны для диагностики больших потоков. В работах [14;15] представлены сен-

соры потока на основе комбинации калориметрического и времяпролетного принципов измерений. Возможность детектировать воздушные потоки в широком динамическом диапазоне с определением направления течения показана в [16]: измерение малых потоков основано на принципе измерения разницы и средней температуры двух термочувствительных элементов, измерение больших потоков — на термоанемометрическом принципе.

Заслуживает внимания разработанный в [17] термоанемометрический микросенсор для измерения расходов жидкостей и газов. Благодаря малой теплоемкости этот микросенсор пригоден также и для динамических измерений в жидкостях, например для измерения пульсаций в потоке частотой до нескольких сотен герц.

В целом в зависимости от потребности практики с использованием сенсоров потока теплового типа можно измерять малые расходы газа от 0.01 мл/мин [18] и 10 мл/мин [8] до значений несколько л/мин, как в [19–21]. Существенно увеличить величину максимально измеряемого расхода газа можно путем регистрации сенсором малой части потока газа с последующей процедурой масштабирования для получения общего расхода газа в исследуемой системе. В частности, такой подход реализован в датчике массового расхода воздуха Bosch HFM5, который позволяет измерять массовый расход воздуха до 10^3 кг/ч ($1.4 \cdot 10^4$ л/мин) с относительной погрешностью менее 3 % в трубе внутренним диаметром 82 мм [7].

Важной характеристикой сенсора потока теплового типа является чувствительность. В частности, чувствительность калориметрического сенсора потока определяется, как

$$S_c = \left. \frac{\partial \Delta T}{\partial Q} \right|_{Q=0}, \quad (1)$$

где ΔT — разница температур термочувствительных элементов, расположенных против и по течению флюида относительно нагревателя, Q — массовый расход флюида.

В работе [22] экспериментально и численно исследована чувствительность калориметрического сенсора потока. Показано, что положение термочувствительных элементов, размер нагревателя и подводимая к нагревателю тепловая мощность существенно влияют на чувствительность сенсора. В [23] экспериментально показано, что чувствительность калориметрического сенсора потока также зависит от диапазона измеряемых расходов: чем ниже диапазон, тем выше чувствительность.

Кроме того, на чувствительность сенсора существенным образом влияет тепловая изоляция термочувствительных элементов сенсора от подложки: чем лучше тепловая изоляция, тем выше чувствительность.

В настоящее время уменьшение "паразитного" влияния подложки, заключающегося в понижении уровня полезного сигнала, осуществляется на основе использования новых технологических методов и материалов. В частности, в работе [24] предложен способ формирования подложки с высоким термическим сопротивлением на основе пористого кремния. Действительно, теплопроводность пористого кремния в зависимости от размера пор и морфологии материала находится в диапазоне 0.1–2 Вт/м/К, что существенно ниже теплопроводности (порядка 170 Вт/м/К) широко используемого в микроэлектронике поликристаллического кремния [25]. Кроме пористого кремния используют и другие материалы с низкой теплопроводностью, например стекло (кварц или пирекс) и диоксид кремния с теплопроводностями около 1–1.4 Вт/м/К.

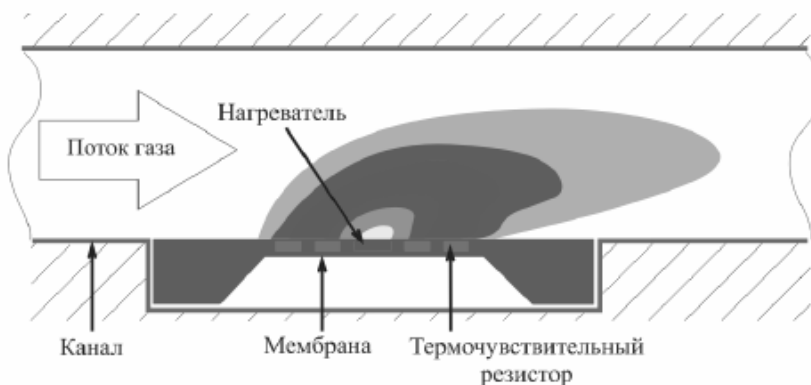


Рис. 1. Физический принцип диагностики потока газа в канале с использованием калориметрического сенсора потока

Эффективным технологическим способом добиться хорошей теплоизоляции является формирование воздушной полости, отделяющей диэлектрическую несущую структуру с расположенным на ней термочувствительным элементом от подложки [26]. Действительно, теплопроводность воздуха порядка 0.03 Вт/м/К является очень низкой величиной по сравнению с теплопроводностью твердых тел, и суммарное термическое сопротивление подложки будет велико. Очевидно, что хорошая тепловая изоляция позволяет также существенно снизить потребляемую сенсором электрическую мощность.

В настоящей работе основное внимание будет уделено калориметрическому микросенсору потока, т. к. его практическая реализация позволяет сочетать в себе все три упомянутых принципа измерения скорости и расхода флюида. На рис. 1 иллюстрирован физический принцип диагностики потока газа в канале с использованием калориметрического сенсора. Сенсор надежно монтируется внутри канала как на поверхности, так и на некотором удалении от нее. Измерительная часть сенсора представляет собой тонкую мембрану, удерживаемую на массивной подложке. На мембране расположены нагреватель и термочувствительные элементы, количество которых может варьироваться от двух до нескольких штук.

С теоретической точки зрения описание процесса тепломассопереноса при внутреннем течении газа является достаточно сложной задачей. Действительно, процесс тепломассопереноса в каналах зависит от множества факторов, таких как режим течения газа [27], форма и размер канала [28, 29], химический состав поверхности канала и род газа [30–32], температурный профиль на поверхности [33] и степень ее шероховатости [34]. Тепломассоперенос также определяют макроскопические и физические параметры газа.

Несомненно, что для более корректного и точного исследования процесса тепломассопереноса предпочтительней использовать численные методы, например такой как метод конечных элементов (FEM), который свободен от ряда предположений и упрощений, свойственных аналитическим подходам. Однако для более глубокого понимания проблемы и разработки рекомендаций по конструкции сенсора также крайне необходима и аналитическая модель.

Часто используемой является аналитическая модель калориметрического сенсора потока, предложенная в [35]. Однако недостатком этой модели является неучет конечного размера мембраны. Действительно, согласно этой модели, температура мембраны равна температуре окружающей среды

только на бесконечном удалении от нагревателя. В реальности же температура мембраны равна температуре окружения на конечном расстоянии от нагревателя в месте крепления к массивной удерживающей подложке.

Теоретической целью настоящего исследования является разработка адекватной реальности аналитической модели калориметрического сенсора потока, пригодной для проведения инженерных расчетов. Результатами подобных расчетов могут являться предварительные данные о функциональных характеристиках сенсора, выявление наиболее ответственных частей системы, сравнение нескольких альтернативных конструкций, оптимизация системы по заданным параметрам и расчет рабочих режимов. Практическая цель работы заключается в разработке и создании калориметрического микросенсора потока с максимально приближенными к оптимальным функциональными и конструктивно-технологическими параметрами.

1. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим мембрану, с расположенными на ней нагревателем и термочувствительными элементами, в виде тонкой прямоугольной пластины поперечного сечения S и периметра p . Пластина предполагается настолько тонкой, что температуру во всех точках поперечного сечения можно считать одинаковой, что позволяет нам использовать одномерную постановку задачи.

Пусть пластина расположена вдоль оси x , вдоль которой течет газ со скоростью U (рис. 2). Длина стержня в направлении оси x составляет $2L$, длина нагревателя $2l$. К нагревателю приложена электрическая мощность P . В зонах $-L < x_2 < -l$ и $l < x_2 < L$ расположены термочувствительные элементы.

С целью расчета установившегося температурного распределения в пластине воспользуемся дифференциальным уравнением теплопроводности для элемента объема, ограниченного сечениями, проходящими через x и dx перпендикулярно оси пластины

$$\frac{\lambda}{\rho c S} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - U \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{Hp}{\rho c S} (T - T_{amb}) + \frac{P}{2l \rho c S} = 0, \quad (2)$$

где T — температура пластины; T_{amb} — температура окружающей среды; H — коэффициент теплоотдачи; ρ , c и λ — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала пластины соответственно. Граничные условия к этому уравнению зададим следующим образом:

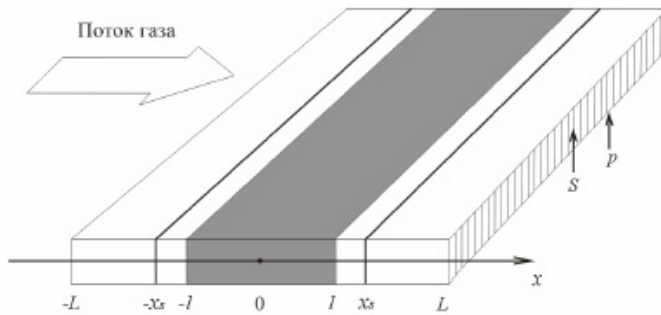


Рис. 2. Мембрана.

Тонкая прямоугольная пластина длиной $2L$, поперечного сечения S и периметра p , обтекаемая потоком газа. В зоне $-l \leq x \leq l$ расположен нагреватель, в зонах $-L < x < -l$ и $l < x < L$ — термочувствительные элементы

$$\begin{aligned} -L \leq x < -l: & P = 0, T(x = -L) = T_{amb}; \\ -l \leq x \leq l: & P \neq 0, T(x = -l) = T_{(-l)}, \\ & T(x = l) = T_l; \\ l < x \leq L: & P = 0, T(x = L) = T_{amb}. \end{aligned} \quad (3)$$

На практике одна из основных проблем изучения процесса теплообмена в системе "флюид—твердое тело" заключается в корректном нахождении коэффициента теплоотдачи H , который зависит от множества факторов. В частности, существенное влияние на эффективность теплоотдачи оказывает характер течения флюида, т. е. им определяется механизм переноса тепла. При ламинарном течении частицы флюида движутся не перемешиваясь, поэтому перенос тепла по нормали к направлению движения осуществляется путем теплопроводности. При турбулентном течении частицы флюида движутся неупорядоченно, направление и скорость движения отдельных частиц непрерывно меняются, а перенос тепла по нормали к направлению осредненного движения осуществляется как за счет теплопроводности, так и за счет конвекции, при этом конвективный перенос тепла может существенно превышать передачу его путем теплопроводности.

Для решения задачи теплообмена в полной постановке с целью определения коэффициента теплоотдачи необходимо совместное решение уравнений неразрывности, движения (Навье—Стокса) и переноса энергии. Совместное решение этих уравнений представляет собой достаточно сложную задачу, поэтому для практических расчетов целесообразно воспользоваться методами теории подобия.

Уравнение подобия для процессов теплообмена при вынужденном движении флюида имеет вид

$$Nu = f(Re; Pr), \quad (4)$$

где Nu , Re и Pr — критерии подобия: числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля соответственно.

При обтекании пластины с однородной температурой, находящейся в цилиндрическом канале диаметром D , критериальное уравнение можно записать в виде системы уравнений для каждого из режимов течения следующим образом [36]:

$$Nu = \begin{cases} 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3} & \text{для ламинарного режима;} \\ (0.037 Re^{4/5} - A) Pr^{1/3} & \text{для смешанного режима;} \\ 0.037 Re^{4/5} Pr^{1/3} & \text{для турбулентного режима,} \end{cases} \quad (5)$$

где $A = 0.037 Re_{cr}^{4/5} - 0.664 Re_{cr}^{1/2}$, Re_{cr} — критическое число Рейнольдса.

Критерии подобия в этой системе уравнений запишем, как

$$\left. \begin{aligned} Nu &= H 2L / \lambda_f, \\ Re &= UD / \nu_f, \\ Pr &= \eta_f c_{pf} / \lambda_f, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где λ_f — коэффициент теплопроводности флюида; ν_f и η_f — его кинематическая и динамическая вязкости; c_{pf} — удельная теплоемкость флюида при постоянном давлении. Заметим, что т. к. мембрана находится внутри канала, то коэффициент теплообмена зависит от гидродинамической картины течения газа в канале, поэтому характерным размером при определении числа Рейнольдса Re целесообразно выбрать диаметр цилиндрического или высоту прямоугольного канала.

Переход от ламинарного к турбулентному режиму течения происходит при достижении критического числа Рейнольдса Re_{cr} . При $Re < Re_{cr}$ те-

чение происходит в ламинарном режиме, при $Re > Re_{cr}$ возможно возникновение турбулентности. Критическое значение числа Рейнольдса для течения флюида в цилиндрическом канале $Re_{cr} \approx 2300$. Развитый турбулентный режим устанавливается при значениях $Re > 1 \cdot 10^4$, а диапазон изменения Re от $2 \cdot 10^3$ до $1 \cdot 10^4$ соответствует смешанному режиму течения.

В инженерных расчетах, чтобы не слишком усложнять расчет, часто используют приближенную формулу для нахождения коэффициента теплообмена

$$H = a + b\sqrt{U}, \quad (7)$$

где a и b — константы, определяемые из условия наилучшего согласования с данными конкретного эксперимента. В большинстве же встречающихся на практике случаев коэффициент теплоотдачи определяют экспериментальным путем.

Используя подход, предложенный в [37], получено решение уравнения (2) с граничными условиями (3) в следующей форме:

$$-L \leq x < -l:$$

$$T - T_{amb} = (T_{(-l)} - T_{amb}) \exp\left(\frac{U\rho c(l+x)}{2\lambda}\right) \frac{\text{sh}(\xi(L+x))}{\text{sh}(\xi(L-l))};$$

$$-l \leq x \leq l:$$

$$T - T_{amb} = \frac{(T_l - T_{amb}) \exp\left[-\frac{U\rho c(l-x)}{2\lambda}\right] \text{sh}(\xi(l+x)) + (T_{(-l)} - T_{amb}) \exp\left[\frac{U\rho c(l+x)}{2\lambda}\right] \text{sh}(\xi(l-x))}{\text{sh}(2\xi l)} + \frac{P}{2lHp}; \quad (8)$$

$$l < x \leq L:$$

$$T - T_{amb} = (T_l - T_{amb}) \exp\left(-\frac{U\rho c(l-x)}{2\lambda}\right) \frac{\text{sh}(\xi(L-x))}{\text{sh}(\xi(L-l))},$$

$$\text{где } \xi = \left[(U\rho c/2\lambda)^2 + (Hp/\lambda S) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

В этом решении неопределенными являются температуры на концах нагревателя $T_{(-l)}$ и T_l . Задан температурой на концах канала, как

$$\begin{cases} T_l = T_0 + \delta T, \\ T_{(-l)} = T_0 - \delta T, \end{cases} \quad (9)$$

где T_0 — температура в центре нагревателя при $x = 0$, $\delta T > 0$. Очевидно, что это грубое предположение, однако в данном теоретическом исследовании мы не претендуем на количественное соответствие результатов нашей аналитической модели результатам эксперимента. Важным для нас является получить качественное описание процесса.

Из (8) следует, что температура в центре нагревателя определяется выражением:

$$T_0 - T_{amb} = \frac{1}{2\text{ch}(\xi l)} \left\{ (T_l - T_{amb}) \exp\left[-\frac{U\rho c l}{2\lambda}\right] + (T_{(-l)} - T_{amb}) \exp\left[\frac{U\rho c l}{2\lambda}\right] \right\} + \frac{P}{2lHp}. \quad (10)$$

Подставляя в это выражение наше предположение (9), можно получить формулу для δT , которая выглядит следующим образом:

$$\delta T = \frac{1}{\text{sh}\left(\frac{U\rho c l}{2\lambda}\right)} \times \left\{ (T_0 - T_{amb}) \left(\text{ch}\left(\frac{U\rho c l}{2\lambda}\right) - \text{ch}(\xi l) \right) + \frac{P}{2lHp} \text{ch}(\xi l) \right\}. \quad (11)$$

Рассмотрим часто встречающийся на практике случай работы нагревательного элемента в режиме постоянной температуры. При работе в этой режиме средняя температура нагревателя \bar{T}_h при различных величинах скорости течения флюида U поддерживается постоянной путем задания необходимой электрической мощности P , подводимой к нагревателю. Чтобы не усложнять расчет, сделаем

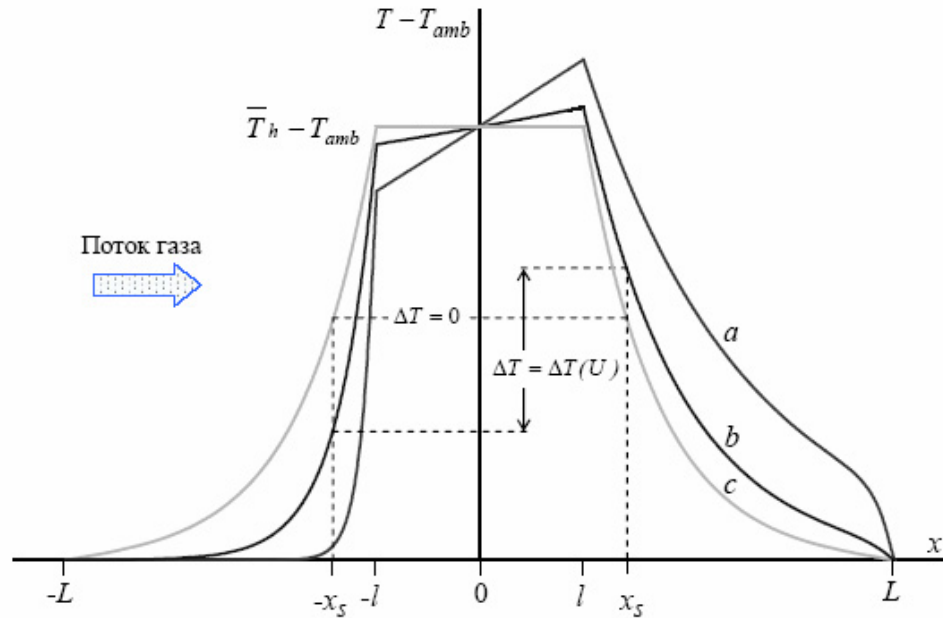


Рис. 3. Установившееся температурное распределение в мембране $T = T(x)$ при работе калориметрического сенсора потока в режиме постоянной температуры для различной скорости U течения газа.

$U = 0$ (а); 0.01 (б) и 0.1 (в) (Проверить а, б, в !!!)

второе предположение, что средняя температура нагревателя \bar{T}_h , определяемая на практике, совпадает с температурой в центре нагревательного элемента T_0 .

На рис. 3 представлен качественный результат расчета установившегося температурного распределения в мембране $T = T(x)$ при работе нагревателя сенсора в режиме постоянной температуры для различной скорости течения газа $U = 0, 0.01$ и 0.1 .

Разница температур между термочувствительными элементами, расположенными по направлению течения и против относительно нагревателя, определяется, как

$$\Delta T = T(x_s) - T(-x_s), \quad (x_s > l). \quad (12)$$

Как следует из рис. 3, в отсутствие потока газа ($U = 0$) установившееся температурное распределение в мембране $T = T(x)$ представляет собой четную функцию и разность температур $\Delta T = 0$. Поток газа изменяет температурное распределение в мембране как в области до и после нагревателя так и в самом нагревательном элементе и разность

температур $\Delta T \neq 0$. С увеличением скорости потока газа разность температур увеличивается. Из рисунка также видно, что температура термочувствительного элемента, находящегося в области течения после нагревателя достаточно близко к нему, может превышать среднюю температуру нагревателя.

2. МИКРОСЕНСОР

Сенсор потока теплового типа должен удовлетворять достаточно строгим функциональным, технологическим и механическим требованиям. Важными функциональными требованиями являются высокое быстродействие, низкое энергопотребление и высокий уровень полезного сигнала. Сенсор должен быть надежно защищенным от повреждений и загрязнений, пассивным для химически активных веществ и достаточно прочным. Технология изготовления сенсора должна содержать максимальное число стандартных операций микроэлектронного производства.

В настоящей работе состав оборудования для создания сенсора определен требованиями к изготовлению интегральных микросхем (ГОСТ 18725-83. Микросхемы интегральные.). Изготовление производится на микроэлектронном производстве, в чистых комнатах с использованием стандартного оборудования для формирования микроэлектромеханических систем.

Микросенсор формируется на пластине из монокристаллического кремния ЕТО035.124ТУ 1А2КМЦ Ø78КЭФ-4.5(100)-380. Технология изготовления является интегральной, т.е. в одном производственном процессе проводится микромеханическая обработка партии пластин, содержащих сотни сенсоров на каждой. За счет этого удается получить однородность параметров микросенсоров и низкую себестоимость отдельного микросенсора в случае массового производства. На рис. 4 показана пластина со сформированными сенсорами после микромеханической обработки (планарная и непланарная стороны).

Первоначально пластина проходит гидромеханическую и химическую обработки с целью удаления технических загрязнений. На этом же этапе методом двухсторонней фотолитографии производится формирование меток для двухстороннего совмещения. Метки используются для совмещения топологий разных сторон пластины в процессе фотолитографии на последующих операциях.

На следующем этапе производится окисление пластин с обеих сторон на толщину слоя до 1.2–2.0 мкм с целью получения масок травления мембраны и изоляции электрической схемы от подложки. Далее на поверхность планарной стороны

пластины осаждается нитрид кремния слоем толщиной около 0.15 мкм.

Следующим слоем планарной стороны пластины является легированный поликристаллический кремний для формирования в нем электрических проводников, сопротивление которых зависит от температуры. Для этого на поверхность нитрида кремния газофазным методом производится осаждение поликристаллического кремния толщиной 1 мкм, который в дальнейшем легируется примесью. Легирование производится согласно режиму, обеспечивающему наибольший температурный коэффициент сопротивления (ТКС) при достаточно высоком уровне линейности зависимости сопротивления от температуры. В этом слое формируется конфигурация нагревательного и четырех термочувствительных резисторов, расположенных на мембране, а также одного резистора на краю сенсора для измерения температуры воздуха. На этом этапе формируется также система проводников для включения этой конфигурации во внешнюю электрическую схему с целью регистрации и обработки полезного сигнала.

Электрическая схема в слое поликремния формируется методом фотолитографии. На рис. 5 представлено расположение нагревательного (в центре) и четырех термочувствительных резисторов на мембране. Размеры нагревателя и термочувствительных резисторов, а также их расположение на мембране выбраны, исходя из предварительных теоретических расчетов согласно разработанной аналитической модели и возможностей имеющейся технологии и оборудования.

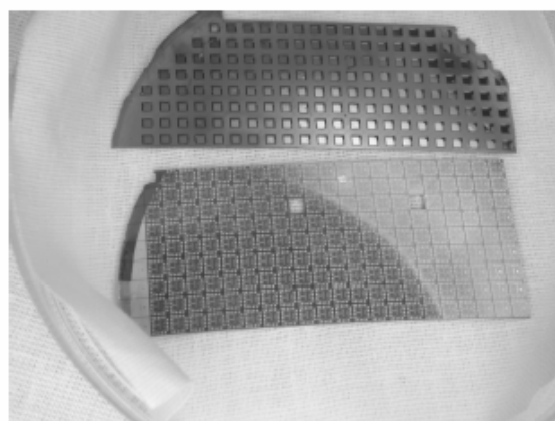


Рис. 4. Кремниевая пластина после микромеханической обработки.
Планарная и непланарная стороны

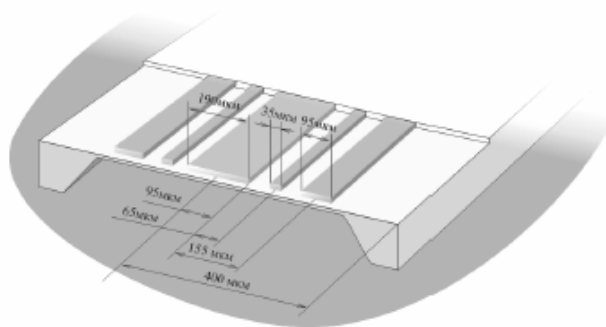


Рис. 5. Расположение нагревательного (в центре) и четырех термочувствительных резисторов на мембране

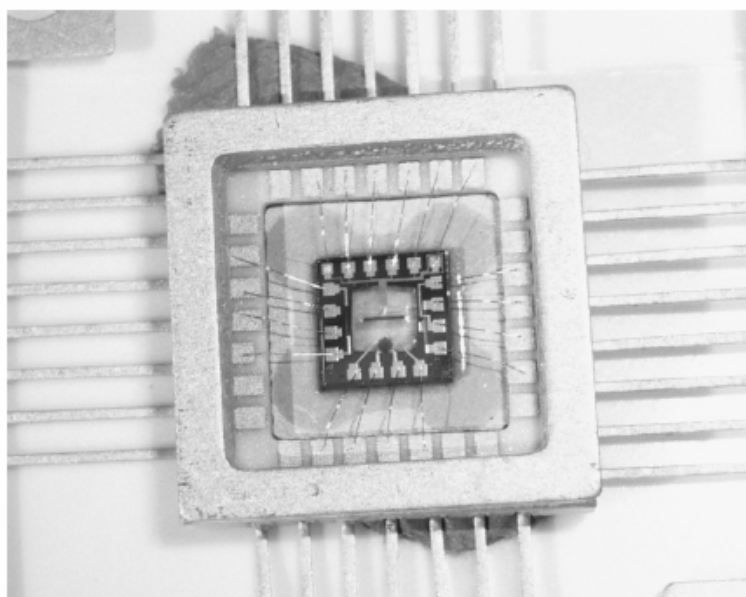


Рис. 6. Микросенсор в испытательном корпусе

Затем на сформированную поверхность планарной стороны пластины вновь осаждается нитрид кремния толщиной до 0,2 мкм. Таким образом, проводящий слой "запакован" в непроницаемую оболочку нитрида кремния и не подвержен в дальнейшем химическому воздействию окружающей среды и технологических реагентов.

На заключительном этапе производится микромеханическая обработка пластины (рис. 4). С использованием ранее сформированных меток проводится процедура фотолитографии с целью определения топологии поверхности пластины в целом, в частности формируются скрайберные дорожки и маски травления мембран. В области мембран на непланарной стороне пластины производится травление кремния до толщины 10–20 мкм, достаточной для обеспечения механической прочности для выполнения последующих операций.

На этом же этапе вакуумным напылением алюминия формируются площадки для последующего включения микросенсора во внешнюю электрическую схему. Для разделения пластины на отдельные кристаллы, на каждом из которых формируется отдельный микросенсор, производится скрайбирование пластины с помощью алмазной фрезы.

Завершающей операцией является полное удаление монокристаллического кремния в области мембраны с целью снижения "паразитного" влияния подложки и снятия механических напряжений, которые обусловлены различием температур

формирования пленок различных материалов. Таким образом, несущим элементом сформированной мембраны будет являться нитрид и окись кремния. В результате общая толщина мембраны с расположенной внутри электрической схемой составила менее 2 мкм.

На рис. 6 представлен микросенсор в испытательном корпусе. Как видно из рисунка, мембрана настолько тонкая, что хорошо видно золоченое покрытие под ней. Согласно измерениям, типовое сопротивление сформированных резисторов при нормальных климатических условиях (ГОСТ 15150-69) составило: для нагревателя 498 Ом, для первого термочувствительного резистора 4469 Ом (рис. 5, счет слева направо), для второго, третьего и четвертого 3399, 3383 и 4452 Ом соответственно. Температурный коэффициент сопротивлений (ТКС) резисторов α составил $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ (K}^{-1}\text{)}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными результатами выполненной работы являются аналитическая модель калориметрического сенсора потока и опытный образец микросенсора для датчика массового расхода воздуха.

Разработанная аналитическая модель сенсора пригодна для проведения инженерных расчетов. Конструкция и технология изготовления микросенсора обеспечивает возможность массового производства, проведения всех последующих опе-

раций сборки в состав устройства и надежной эксплуатации.

Полученные результаты важны для разработки, производства и оптимизации микросенсоров потока теплового типа и позволяют самостоятельно, используя производственные мощности НПО Автоматики имени акад. Н.А. Семихатова, производить промышленное изготовление подобных сенсоров. Следующим этапом исследований будет разработка и создание датчика массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе представленного в настоящей работе микросенсора потока теплового типа. Подробная информация о выполненной научно-исследовательской работе содержится в отчете [38].

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 гг., Государственный контракт № П 360.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Beeby S., Ensell G., Kraft M., White N. MEMS Mechanical Sensors. Microelectromechanical systems series Artech House, Inc., 2004.
2. Encyclopedia of micro- and nano-fluidics / Ed. Dongqing Li. Springer, NY., 2008.
3. Elwenspoek M.C. Thermal flow micro sensors // Proceedings of the 1999 International Semiconductor Conference (CAS '99), 05-09 Oct. 1999, Sinaia, Romania. P. 423–435.
4. Micromachined thermal mass flow sensors and insertion type flow meters and manufacture methods. US Patent 7536908, 05/26/2009.
5. Fleming W.J. Overview of automotive sensors // IEEE Sensors Journal. 2001. V. 1, N 4. P. 296–308.
6. Marek J., Illing M. Microsystems for the automotive industry // Proc. International Electron Devices Meeting, San Francisco, CA, 2000.
7. URL: (<http://www.bosch.com>).
8. Shin W.C., Besser R.S. A micromachined thin-film gas flow sensor for microchemical reactors // J. Micromech. Microeng. 2008. V. 16. P. 731–741.
9. Scholer L., Lange B., Seibel K., et al. Monolithically integrated micro flow sensor for lab-on-chip applications // Microelectron. Eng. 2005. N 78-79. P. 164–170.
10. Oberg P.A., Togawa T., Spelman F.A. Sensors in medicine and health care. Series: Sensors Applications, V. 3., Wiley-VCH, 2004. 420 p.
11. Dominguez M., Jiménez V., Ricart J., et al. A hot film anemometer for the Martian atmosphere // Planetary and Space Science. 2008. V. 56, N 8. P. 1169–1179.
12. Kang J., et al. Comfort sensing system for indoor environment // Proc. Transducers, Chicago, IL, 1997. P. 311–314.
13. Van den Berg A., Lammerink T.S.J. Micro total analysis systems: microfluidic aspects, integration concept and applications // Microsystem Technology in Chemistry and Life Science. Springer-Verlag, Berlin, 1998. V. 194. P. 21–49.
14. Ashauer M., Glosch H., Hedrich F., et al. Thermal flow sensor for liquids and gases based on combinations of two principles // Sensors and Actuators. 1999. V. 73, P. 7–13.
15. Rodrigues R.J., Furlan R. Design of microsensor for gases and liquids flow measurements // Microelectronics Journal. 2003. V. 34. P. 709–711.
16. De Bree H.E., Jansen H.V., Lammerink T.S.J., et al. Bidirectional fast flow sensor with a large dynamic range // J. Micromech. Microeng. 1999. V. 9. P. 186–189.
17. Ahrens R., Schlote-Holubek K. A micro flow sensor from a polymer for gases and liquids // J. Micromech. Microeng. 2009. V. 19. 074006.
18. Glaninger A., Jachimowicz A., Kohl F., et al. Wide range semiconductor flow sensors // Sensors and Actuators 2000. V. 85. P. 139–146.
19. Sabate N., Santander J., Fonseca L., Gracia I., Cane C. Multi-range silicon micromachined flow sensor // Sensors Actuators. 2004. V. A110. P. 282–288.
20. Kaltsas G., Petropoulos A., Tzougeni K., et al. A novel microfabrication technology on organic substrates — application to a thermal flow sensor // J. Phys.: Conf. Ser. 2007. V. 92. 012046.
21. Tan Z., Shikida M., Hirota M., Sato K., Iwasaki T., Iriye Y. Experimental and theoretical study of an on-wall in-tube flexible thermal sensor // J. Micromech. Microeng. 2007. V. 17. P. 679–686.
22. Kim T.H., Kim D.-K., Kim S.J. Study of the sensitivity of a thermal flow sensor // Int. J. Heat Mass Trans. 2009. V. 52, N 7-8. P. 2140–2144.
23. Roh S.-Ch., Choi Y.-M., Kim S.-Y. Sensitivity enhancement of a silicon micro-machined thermal flow sensor // Sensors and Actuators A. 2006. V. 128. P. 1–6.
24. Nassiopoulou A.G. Porous silicon for sensor application // Nanostructured and Advanced Materials. 2005 / Vaseashta A. (ed.). P. 189–204.
25. Kamins T. Polycrystalline silicon for integrated circuits and displays. Kluwer Academic Publishers, Norwell, MA, USA, 1998. 400 p.
26. Pagonis D.N., Kaltsas G., Nassiopoulou A.G. Fabrication and testing of an integrated thermal flow sensor employing thermal isolation by a porous silicon membrane over an air cavity // J. Micromech. Microeng. 2004. V. 14. P. 793–797.
27. Sazhin O. Gas flow through a slit into a vacuum in a wide range of rarefactions // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, № 1. С. 196–204.
28. Sazhin O. Rarefied gas flow through a channel of finite length into a vacuum // ЖЭТФ. 2009. Т. 136, № 4. С. 811–819. (Поправка 138(6), 1193 (2010)).
29. Varoutis S., Valougeorgis D., Sazhin O., Sharipov F. Rarefied gas flow through short tubes into vacuum // J. Vac. Sci. Technol. A. 2008. V. 26, N 2. P. 228–238.
30. Sazhin O.V., Borisov S.F., Sharipov F. Accommodation coefficient of tangential momentum on atomically clean and contaminated surfaces // J. Vac. Sci. Technol. A. 2001. V. 19. P. 2499–2503.
31. Сажин О.В., Борисов С.Ф. Влияние состояния поверхности на формирование потока разреженного газа в канале // ИФЖ. 2001. Т. 74, № 5. С. 131–135.
32. Sazhin O. Impact of the gas-surface scattering and gas molecule-molecule interaction on the mass flow rate of

- the rarefied gas through a short channel into a vacuum // J. Vac. Sci. Technol. A. 2010. V. 28. P. 1393–1398.
33. Sazhin O., Kulev A., Borisov S., Gimelshein S. Numerical analysis of gas-surface scattering effect on thermal transpiration in the free molecular regime // Vacuum. 2008. V. 82, N 1. P. 20–29.
34. Сажин О.В., Кулев А.Н., Борисов С.Ф. Роль структуры поверхности в формировании потока ультра-разреженного газа в канале // Теплофизика и аэромеханика. 2001. Т. 8, № 3. С. 391–399.
35. Lammermk T.S.J., Tas N.R., Elwenspoek M., Fluitman J.H.J. Micro-liquid flow sensor // Sensors and Actuators A. 1993. V. 37-38. P. 45–50.
36. Incropera F.P., DeWitt D.P., Bergman T.L., Lavin A.S. Fundamentals of heat and mass transfer, 6th edition. Wiley, 2007. 1024 p. (Chapter 7: External Flow).
37. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел (пер. с англ.). М.: Наука, 1964. 488 с.
38. Сажин О.В., Сычугов Е.М., Первушин Ю.В. и др. Научно-технический отчет о выполнении II этапа Государственного контракта № П360 "Изучение тепломассопереноса в микро-и наноэлектромеханических системах с целью разработки и создания недорогостоящих датчиков массового расхода жидкости и газа". 2010. 177 с. (Какая организация ??)
- Уральский государственный университет им. А.М. Горького, г. Екатеринбург (Сажин О.В.)
- НПО Автоматики им. акад. Н.А. Семихатова, г. Екатеринбург (Первушин Ю.В.)
- Контакты: Сажин Олег Владимирович, oleg.sazhin@uralmail.com
- Материал поступил в редакцию 6.05.2011.

FLOW MICRO SENSOR OF THERMAL TYPE FOR AIR MASS FLOW METER

O. V. Sazhin¹, Yu. V. Pervushin²

Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint Petersburg

¹*Ural State University, Ekaterinburg*

²*Scientific and Production Association of automatics*

named after academician N.A. Semikhatov, Ekaterinburg

An analytical model of the flow sensor of thermal type is developed. Results of application of the model are used for manufacture of the flow micro sensor of thermal type with optimum functional characteristics. The manufacturing technology of a micro sensor are described. The pre-production model of a micro sensor for air mass flow meter is made. The main characteristics of a micro sensor are presented.

Keywords: thermal flow sensor, mass flow rate, heat mass transfer, mass flow meter, MEMS

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по научной работе
ГОУ ВПО «УрГУ»

(подпись) А.О. Иванов

«19» апреля 2011 г.

**Экспертное заключение
о возможности опубликования**

Я, председатель экспертной комиссии

Научно-исследовательского института физики и прикладной математики

Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Уральский государственный университет им. А.М.Горького»,
рассмотрев

научную статью «Датчик массового расхода воздуха на основе микросенсора потока
теплового типа для автомобильной промышленности »

О.В. Сажина и Ю.В. Первушина,

представленную в журнал «Научное приборостроение».

подтверждаю, что в материале не содержатся сведения, относящиеся к государственной тайне. Материал не патентоспособен и не содержит сведений конфиденциального характера и «ноу-хау».

Закключение: это позволяет мне сделать заключение, что рассмотренный материал
может быть опубликован в открытой печати.

Председатель комиссии

Начальник управления

научных исследований и инновационных программ _____ В.Н. Ларионов
(подпись)

Главный специалист ОНТИ УНИ _____ Н.П. Невраева
(подпись)

Начальник Первого отдела _____ А.Г.Гришин
(подпись)

190103 Санкт-Петербург, Рижский пр.26
тел.: (812) 251-8600, факс:(812) 251-7038, e-mail:iap@ianin.spb.su

27.06.2011 № 12341-635/101

Редакция журнала "Научное приборостроение"

Решением Редколлегии статья

Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности
на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин¹, Ю.В. Первушин²

¹ Уральский государственный университет имени А.М.Горького, 620083 Екатеринбург, Россия

² НПО Автоматики имени академика Н.А.Семихатова, 620075 Екатеринбург, Россия

принята к публикации в журнале в порядке очередности.

Гл. редактор
ж. "Научное приборостроение",
д.т.н., проф. В.Е. Курочкин

" "

2011 г.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин¹, Ю.В. Первушин²

¹ Уральский государственный университет имени А.М.Горького, 620083 Екатеринбург, Россия

² НПО Автоматики имени академика Н.А.Семихатова, 620075 Екатеринбург, Россия

oleg.sazhin@uralmail.com

На основе микросенсора потока теплового типа разработан и изготовлен опытный образец датчика массового расхода воздуха для автомобильной промышленности. Описана конструкция и технология изготовления датчика. Представлены методика и результаты испытаний датчика.

Ключевые слова: сенсор потока теплового типа, массовый расход, тепломассоперенос, датчик массового расхода воздуха, MEMS.

ВВЕДЕНИЕ

Сенсор потока является ключевым элементом датчика массового расхода флюида. Автомобильная промышленность является одним из основных потребителей датчиков расхода [1;2]. В частности, датчик массового расхода воздуха (ДМРВ) используется в системе электронного впрыска топлива для определения количества воздуха, поступающего в цилиндры. По этим измерениям оценивается необходимое количество впрыскиваемого топлива. Наибольшее распространение в настоящее время получил датчик массового расхода воздуха на основе микросенсора потока теплового типа Bosch HFM [3]. В частности, датчик массового расхода воздуха Bosch HFM 5 позволяет определять массовый расход воздуха до 10^3 кг/ч ($1,4 \cdot 10^4$ л/мин) с относительной погрешностью менее 3%. К сожалению, сравнимого по эксплуатационным характеристикам и надёжности отечественного аналога этому датчику пока не существует.

Настоящая работа является продолжением нашего предыдущего исследования [4], основным результатом которого является опытный образец микросенсора потока теплового типа, обладающий оптимальными функциональными характеристиками. Конструкция и технология изготовления микросенсора обеспечивает возможность массового производства, проведения всех

последующих операций сборки в состав устройства и надёжной эксплуатации. В частности, изготовленный опытный образец микросенсора пригоден для использования в датчике массового расхода воздуха для автомобильной промышленности.

Целью настоящей работы заключается в разработке и изготовлении датчика массового расхода воздуха на основе микросенсора потока теплового типа с максимально приближенными к оптимальным конструкционно-технологическими и функциональными параметрами. Будет предпринята попытка создания отечественного аналога датчика массового расхода воздуха Bosch HFM, не уступающего ему по эксплуатационным характеристикам и надёжности.

1. ДАТЧИК МАССОВОГО РАСХОДА ВОЗДУХА

Опытный образец датчика массового расхода воздуха состоит из двух основных элементов: корпус датчика и стойка с микросенсором. При изготовлении датчика используются технологии микроэлектроники и радиоэлектроники, в частности соединение микросенсора с внешней электрической схемой производится на установке микросварки, применяемой при сборке микросхем. Стойка и другие сборочные детали изготовлены фрезеровкой из полиамида.

В качестве габаритов опытного образца датчика были приняты габаритно-присоединительные размеры датчиков массового расхода воздуха широко используемые в автомобильных двигателях. В качестве корпуса использован корпус датчика ДМРВ-П (Арзамаский приборостроительный завод) со внутренним диаметром 62 мм.

Для расположения микросенсора в измеряемом потоке изготовлена стойка, выполняющая крепежные и измерительные функции. Конструкция стойки была выбрана близкой к конструкции стойки датчика Bosch HFM5. Такая конструкция определена необходимостью расположения сенсора малых размеров в измеряемом потоке, защитой чувствительного элемента от загрязнений и механических повреждений, и необходимостью соединения с внешней электрической схемой.

Основным элементом стойки является измерительный канал, в который устанавливается сенсор. Необходимость в канале заключается в том, что сенсор, расположенный непосредственно в корпусе датчика, будет выдавать сигнал, в

большей степени связанный с флуктуациями потока воздуха при движении в воздуховоде сложной конфигурации, вплоть до смены знака выходного сигнала в случае возникновения локального обратного потока над поверхностью сенсора. Основная роль измерительного канала - формировать направленное движение воздуха над поверхностью сенсора с целью создания необходимого потока тепла и интенсификации теплообмена. Другой важной функцией измерительного канала является защита от нежелательных явлений таких как попадание на чувствительный элемент частиц грязи, паров моторного масла и влаги, что может существенно изменить параметры тонкой мембраны и исказить результат измерений.

Очевидно, что формирование в корпусе датчика измерительного канала с сенсором вызывает необходимость учитывать значительное различие скоростей движения газа в корпусе датчика и над поверхностью сенсора. Изменяя размер и конфигурацию измерительного канала, можно варьировать диапазон измеряемых значений массового расхода воздуха. В частности, если уменьшить диаметр (или высоту) канала можно увеличить верхнюю границу диапазона, проводя в этом случае соответствующую процедуру масштабирования.

Конфигурация сенсора должна позволять производить его установку в две изолированные полости одновременно: в измерительный канал и в герметически изолированную полость, содержащую электронную плату. На рисунке 1 показана сформированная топология сенсора, удовлетворяющая этому требованию. Слева в центральной части сенсора расположена мембрана, содержащая нагреватель и четыре измерительных резистора со взаимным расположением как представлено в нашей предыдущей работе [4]. В правой части расположены контактные площадки для подключения проводников, идущих от измерительных резисторов к электронной плате. В левом нижнем углу расположен терморезистор. Этот резистор предназначен для регистрации температуры окружающей среды, поэтому с целью обеспечения минимальной тепловой связи с нагревателем он расположен на массивной части сенсора. Для уменьшения стока тепла в массивную часть расстояние от нагревателя до массивной части много больше толщины мембраны. В изготовленном опытном образце сенсора это расстояние составляет около 300

мкм при толщине мембраны не более 2 мкм. Размер кристалла, на котором сформирована описанная топология, составил 2,8 мм на 6,8 мм.

Получено изображение изготовленного микросенсора в ультрафиолетовом диапазоне спектра (рис.2). На изображении с одной стороны сенсора отчётливо видны элементы, сформированной электрической схемы, с другой стороны - конфигурация мембраны. Отсутствие тени от мембраны подтверждает, что мембрана действительно очень тонкая.

Технология изготовления датчика массового расхода воздуха включает в себя два основных блока операций: сборка и настройка датчика. В процессе сборки датчика первоначально производится установка сенсора на бронзовый держатель, который затем помещается в измерительный канал. На рисунке 3 представлено расположение держателя с сенсором и электронной платой в измерительном канале. Крепление сенсора производится таким образом, что мембрана с обеих сторон не герметизируется от окружающего воздуха. Затем на держатель наклеивается электронная плата, которая соединяется с сенсором тонкими золотыми проводниками микросваркой.

Далее верхняя часть канала с сенсором и электронной платой закрывается крышками. Герметизация канала и защита тонких золотых проводников осуществляется заливкой зоны расположения проводников компаундом «Виксинт». Окончательная сборка датчика производится путем установки стойки в корпус датчика. В процессе сборки проводятся необходимые процедуры по герметизации датчика. В заключение датчик с помощью резинового уплотнения устанавливается на испытательный стенд.

Стандартная процедура настройки датчика заключается в установке выходного сигнала испытуемого датчика в соответствии со значением выходного сигнала эталонного датчика для необходимого диапазона значений массового расхода воздуха. Процедура настройки датчика представляет собой отдельную научно-техническую задачу и производится после всестороннего испытания опытного образца.

2. МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

Для проведения испытаний опытного образца датчика массового расхода воздуха изготовлен испытательный стенд, схематичное изображение которого

представлено на рисунке 4. Как следует из рисунка, стенд включает в себя следующие элементы: воздушно-нагнетательную систему, воздушный рукав с регулирующими заслонками, эталонный датчик и контрольно-измерительные приборы.

Воздушно-нагнетательная система изготовлена на основе зоны обеспыливания «Озон». Регулируемый вентилятор создает движение воздуха, которое передается в воздушный рукав. Далее, поток воздуха, проходя через нагревательную систему, нагревается до требуемой температуры. Избыточная часть воздушного потока отсекается с помощью заслонки грубой регулировки. Для достижения более точных величин потока воздуха используется заслонка точной регулировки с достаточно малым отверстием для стравливания воздуха. Сформированный воздушный поток протекает через установленные последовательно опытный образец датчика и эталонный датчик массового расхода воздуха. Таким образом, датчики измеряют один и тот же массовый расход воздуха в системе. Диапазон формируемых стендом расходов воздуха составляет 0 – 130 кг/ч.

В качестве эталонного датчика расхода использован тщательно отобранный датчик массового расхода воздуха Bosch HFM5, который периодически проходит поверку на калибровочном стенде и имеет погрешность измерений не более 1%. Калибровочный стенд измеряет массовый расход воздуха по перепаду давления на аттестованной диафрагме.

Контроль расхода воздуха производится с использованием вольтметра, подключенного к выходу эталонного датчика. Для определения массового расхода воздуха используется характеристика преобразования (иначе градуировочная характеристика или функция преобразования) датчика. Она преобразует выходное напряжение датчика в величину массового расхода воздуха.

Для проведения измерений согласно способу [5] была изготовлена переходная усилительная коммутационная плата, позволяющая производить необходимые подключения, усиление и обработку малых сигналов. Коэффициент усиления измеряемого сигнала составил 6.33. Схема коммутационной платы представлена на рисунке 5. На плате также сформирована система, которая задаёт температуру нагревателя. Пунктиром выделены резисторы, расположенные на

мембране. Резисторы $R12$, $R6$, $R7$ и $R8$ являются термочувствительными, а резистор $RN1$ – нагреватель. Резистор, регистрирующий температуру воздуха, в настоящих испытаниях не используется т.к. измерения проводятся при нормальных климатических условиях.

Для питания эталонного датчика и коммутационной платы использованы источники питания Б5-7, позволяющие получать напряжения 5В и 12В. Измерение выходного сигнала эталонного датчика и нужных параметров коммутационной платы производится с помощью универсальных цифровых вольтметров. Динамические параметры сигналов измерялись с использованием цифрового осциллографа TDS1012.

Целью испытаний является определение функциональных характеристик изготовленного датчика массового расхода воздуха. Испытание разработанного датчика заключается в получении экспериментальных данных при работе микросенсора согласно времяпролётному, термоанемометрическому и калориметрическому принципу измерений [6].

Времяпролётный принцип. Измерение скорости или расхода воздуха на основе времяпролётного принципа заключается в определении времени задержки теплового импульса. Нагреватель подвергается импульсному нагреву, и через некоторый промежуток времени (время задержки) термочувствительный элемент расположенный по направлению движения воздуха улавливает этот импульс. Очевидно, что время задержки зависит от скорости движения воздуха.

Для измерения времени передачи теплового импульса как функции скорости движения воздуха выбраны резисторы $R12$ и $R8$, максимально удалённые друг от друга (рис. 5). Резистор $R12$ использовался как нагреватель, $R8$ как датчик температуры.

С помощью коммутационной платы устанавливается режим работы нагревателя $R12$ и контролируется напряжение на делителе, сформированном $R8$ и резистором платы. При изменении температуры резистора $R8$ будет изменяться потенциал на резисторе $R8$. После усиления этот сигнал можно устойчиво регистрировать с помощью осциллографа.

Для формирования теплового импульса используется сигнал генератора, подводимого к входу операционного усилителя и приводящего к колебанию

выделяемой мощности. При наблюдении на осциллографе двух сигналов напряжение на $R12$ (тепловой импульс) и изменение усиленного напряжения на $R8$ можно определить временную задержку теплового импульса в зависимости от скорости движения воздуха.

Термоанемометрический принцип. Суть измерений согласно термоанемометрическому принципу состоит в корректном определении температуры чувствительного элемента в процессе теплообмена с воздухом. Интенсивность теплообмена в свою очередь существенным образом зависит от массового расхода воздуха. Таким образом, определяя температуру чувствительного элемента, можно оценить величину массового расхода воздуха в исследуемой системе.

В настоящей работе, измерение абсолютного значения температуры сформированных термочувствительных резисторов микросенсора проводилось путём измерения их сопротивления. Действительно, сопротивление резистора R_T при температуре T может быть представлено следующим выражением:

$$R_T = R_{T_0} [1 + \alpha(T - T_0)], \quad (1)$$

где α - температурный коэффициент сопротивления (ТКС), R_{T_0} - сопротивление резистора при температуре T_0 , соответствующей нормальным климатическим условиям (ГОСТ 15150-69). Таким образом, определив сопротивление резистора, абсолютное значение температуры T резистора можно получить из формулы

$$T = T_0 + \alpha^{-1} \left(\frac{R_T}{R_{T_0}} - 1 \right). \quad (2)$$

Термоанемометры могут работать в трёх модах: постоянной мощности, постоянной температуры и температурного баланса. Работа в первой из мод основана на нагреве термочувствительного резистора постоянной электрической мощностью и измерении его температуры. Характерное время измерительного процесса в этой моде (время отклика) определяется теплоёмкостью материала термочувствительного элемента и интенсивностью теплообмена с окружающей средой.

При работе во второй моде температура термочувствительного резистора поддерживается постоянной, а измеряется подводимая электрическая мощность, необходимая для постоянства температуры. В этой моде термоанемометры работают гораздо быстрее, чем в моде постоянной мощности.

Работа в третьей моде заключается в измерении температуры двух термочувствительных резисторов, расположенных ниже и выше по течению. Величины электрических мощностей, подводимых к каждому элементу для поддержания нулевой разницы температур элементов, зависят от массового расхода воздуха.

Таким образом, благодаря простоте реализации и высокому быстродействию, мода постоянной температуры более предпочтительна, поэтому в настоящей работе испытания датчика проводились в этой моде.

Для измерений в нормальных климатических условиях в качестве термочувствительного резистора использовался резистор R_{12} . Резисторы R_1 , R_2 , R_3 , R_4 , R_5 , R_{11} (тип С2-29; точность 0,25%) образуют делители напряжения. На делитель напряжения подаётся напряжение порядка 5В. Определение сопротивления терморезистора возможно путем измерения тока и напряжения на резисторе. Действительно, измеряя напряжение на резисторе R_{11} , вычисляется ток делителя напряжения согласно закону Ома $I = V_{R_{11}}/R_{11}$. Зная ток делителя напряжения и напряжение на термочувствительном резисторе $V_{R_{12}}$ можно определить сопротивление резистора как $R_{12} = V_{R_{12}}/I$. В результате, используя выражение (2), определяется текущая температура термочувствительного резистора R_{12} . При использовании усилителя с коэффициентом 6.33 возможна регистрация малых изменений полезного сигнала, в нашем случае $V_{R_{11}}$ и $V_{R_{12}}$.

Калориметрический принцип. Стандартное исполнение калориметрического сенсора потока состоит из нагревателя окружённого термочувствительными резисторами, симметрично расположенными относительно нагревателя по направлению и против направления течения. Температура нагревателя поддерживается выше температуры газа. Поток воздуха охлаждает нагреватель и изменяет температурное распределение вблизи него. Разница температур между термочувствительными элементами, расположенными по направлению течения и против относительно нагревателя, определяется массовым расходом воздуха.

Калориметрический сенсор потока может работать в двух модах – моде постоянной мощности и моде постоянной температуры. Как и в случае с термоанемометром, более предпочтительна для применения мода постоянной температуры.

Определение температурного распределения в мембране сенсора производится путём измерения температуры пяти зон в области мембраны. Предварительные испытания показали, что при избыточной температуре нагревателя 100К изменение температуры сенсора вне области мембраны (на массивной части кристалла) не превышает 1К.

Температура нагревателя $RN1$ устанавливается переменным резистором $R9$ и поддерживается операционным усилителем коммутационной платы (рис. 5). Температурное распределение в области мембраны определяется по температуре пяти резисторов $R6$, $R7$, $R8$, $R12$ и $RN1$. Расчёт температуры производится согласно уравнению (2) по измерению сопротивления резисторов.

В начале испытаний определяется распределение температуры в отсутствии потока воздуха. Измерение массового расхода воздуха при наличии потока воздуха производится по разнице температур резисторов, симметрично расположенных до и после нагревателя. В нашем случае это пары резисторов $R7$, $R6$ и $R8$, $R12$. Резисторы $R8$ и $R12$ более удалены от нагревателя $RN1$ чем $R7$ и $R6$. Расположение резисторов позволяет оценивать уровень сигнала и точность измерений как функцию координаты.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Времяпролётный принцип. Первоначально испытания проводились в отсутствии направленного движения воздуха, т.е. при выключенной системе нагнетания воздуха (рис. 4). В этом случае, при измерении времени отклика термочувствительного резистора $R8$ на импульсный нагрев резистора $R12$ получено время реакции около 1,2 мс.

На рисунке 6 представлено изменение напряжения на резисторах $R12$ и $R8$ со временем в случае отсутствия и наличия потока воздуха. Как следует из рисунка, в случае формирования воздушного потока, соответствующего массовому расходу по эталонному датчику 100 кг/ч, время реакции уменьшилось до 0,7 мс. Принимая во внимание, что расстояние между центральными линиями резисторов $R12$ и $R8$

равно 500 мкм, оценка скорости движения воздуха в измерительном канале показала величину около 0.7 м/с.

Скорость движения воздуха в корпусе датчика можно оценить, используя при вычислениях величину расхода воздуха и внутренний диаметр (62мм) корпуса датчика. Для массового расхода 100 кг/ч средняя скорость движения воздуха в корпусе датчика составляет около 7 м/с. Таким образом, скорость воздуха в корпусе датчика на порядок выше его скорости в канале. Такие оценки важны при разработке и оптимизации конструкции измерительного канала и сенсора.

Следует отметить, что для сформированной топологии сенсора применение разработанного датчика согласно времяпролётному принципу измерения затруднительно. В силу размытости теплового фронта и зашумленности полезного сигнала полученные данные обладают низким уровнем точности. Представленный на рисунке 6 полезный сигнал фильтрован.

Для получения корректных и надёжных данных о скорости движения воздуха необходимо локализовать пространственное расположение нагревателя и измерителя температуры, а также увеличить расстояние между ними. В целом, полученные экспериментальные данные говорят о технической возможности реализации времяпролётного принципа измерений в датчике массового расхода воздуха.

Калориметрический принцип. Получено температурное распределение в мембране в случае отсутствия направленного потока воздуха. На рисунке 7 показана температура мембраны в единицах избыточной температуры $T - T_{amb}$ как функция координаты для различной величины температуры нагревателя T_h . Представленные данные позволяют оценить температурные градиенты в зависимости от температуры нагревателя и расстояния до нагревателя. Как следует из рисунка, профиль температуры в мембране существенно не линейный. Как и ожидалось, в отсутствии потока воздуха температурное распределение обладает симметрией относительно центра мембраны.

При наличии потока воздуха происходит перераспределение температуры в мембране. На рисунке 8 представлено температурное распределение в мембране в единицах избыточной температуры $T - T_{amb}$ для различной величины массового расхода воздуха Q в случае средней избыточной температуры нагревателя

$\bar{T}_h - T_{amb} = 141\text{K}$. При испытаниях средняя избыточная температура нагревателя 141K поддерживается коммутационной платой для каждого значения расхода воздуха.

Как следует из рисунка 8, температурное распределение при наличии потока воздуха существенно не симметрично относительно центра мембраны, что обусловлено теплообменом с движущимся воздухом. Следует обратить внимание, что при малых значениях расхода воздуха температура мембраны в области расположения резистора $R7$ (160 мкм от центра мембраны) превышает среднюю температуру нагревателя.

Такой же результат ранее был получен нами теоретически в [4], используя разработанную аналитическую модель. Как наглядно показывает модель, этот эффект вызван наличием неоднородного температурного профиля по нагревателю такого, что температура нагревателя в области, близкой к $R7$, существенно превышает среднюю температуру нагревателя. С противоположной стороны нагревателя (область близкая к $R6$) температура заметно ниже средней температуры. В целом, получено качественное согласие результатов использования аналитической модели [4] и результатов испытаний (рис. 8).

На рисунке 9 представлена избыточная температура резисторов $\delta T_R = T_R - T_{amb}$ как функция массового расхода воздуха Q . Как видно из рисунка, наблюдается монотонное уменьшение температуры резисторов $R12$ и $R6$ с увеличением массового расхода воздуха. Этот факт является вполне очевидным, и связан с процессом охлаждения этих резисторов потоком воздуха. Температурная зависимость для резисторов $R7$ и $R8$ не является монотонной. При малых расходах их температура повышается, а при дальнейшем увеличении расхода воздуха начинает уменьшаться как для $R12$ и $R6$.

Действительно, нагревание резисторов $R7$ и $R8$ происходит в результате переноса тепла от нагревателя к термочувствительному резистору движущимся воздухом и теплопередачи через материал мембраны вследствие свойства теплопроводности. Очевидно, что теплопередача через материал подложки не зависит от скорости движения воздуха, в то время как теплоперенос потоком воздуха существенным образом определяется скоростью потока. Чем выше скорость движения воздуха, тем большее количество тепла он должен переносить.

Однако, если скорость движения воздуха становится настолько высока, что воздух не получает и не отдаёт тепло от нагревателя в полной мере, то эффективность теплообмена в системе «нагреватель – воздух - терморезистор» падает. Как следствие количества тепла, переданного терморезистору, начиная с некоторого значения скорости, начинает уменьшаться и его температура снижается. Как отчётливо видно из рисунка 9 для кривой δT_{R7} скорость воздуха, начиная с которой температура резистора $R7$ начинает снижаться, соответствует массовому расходу около 10 кг/ч.

На рисунке 10 представлена разница температур пар, симметрично расположенных относительно нагревателя резисторов $R7$, $R6$ и $R8$, $R12$ как функция массового расхода воздуха. Как следует из рисунка, для пары резисторов ближе расположенных к нагревателю $R7$ и $R6$ наблюдаемая разница температур существенно выше, чем для более удалённой от нагревателя пары $R8$ и $R12$ во всём диапазоне значений массового расхода воздуха. Этот факт связан с тем, что чем более удалён резистор от нагревателя, тем меньше он получает от него тепла в силу рассеяния тепла в окружающую среду. Таким образом, целесообразно использовать пару $R7$ и $R6$ в качестве измерительных резисторов для определения расхода воздуха, т.к. выходной сигнал сенсора для этой пары выше.

Как видно из рисунка 10, зависимость разницы температур резисторов как $R7$ и $R6$ так и $R8$ и $R12$ от массового расхода воздуха немонотонная и имеет максимум при значении расхода около 60 кг/ч. Наличие максимума объясняется упомянутым снижением эффективности теплообмена в системе «нагреватель – воздух - терморезистор» при достаточно высоких скоростях движения воздуха. Немонотонность зависимости вносит неоднозначность в определение массового расхода воздуха по значению разницы температур резисторов. Действительно, например для пары резисторов $R7$ и $R6$ разница температур в 35 К соответствует расходу около $Q=30$ кг/ч и $Q=110$ кг/ч. Поэтому, для характеристики преобразования необходимо использовать только область монотонного возрастания кривой $\Delta T = T_{R7} - T_{R6}$.

Таким образом, диапазоном надёжно измеряемых массовых расходов воздуха с применением разработанного датчика является диапазон от 0 до 60 кг/ч.

Это является основным результатом испытания разработанного датчика согласно калориметрическому принципу измерения.

Термоанемометрический принцип. Одним из представленных результатов испытаний разработанного датчика является результат, что температура резисторов $R12$ и $R6$, расположенных перед нагревателем, монотонно убывает с увеличением массового расхода воздуха (рисунок 9). Как уже было упомянуто, монотонность одно из необходимых условий для характеристики преобразования.

На рисунке 11 представлено изменение температуры резисторов $R12$, $R6$, $R7$ и $R8$ $\Delta T_R = T_R - T_R(Q=0)$ как функция массового расхода воздуха Q в случае средней избыточной температуры нагревателя $\bar{T}_h - T_{amb} = 141\text{K}$. Как следует из рисунка, изменение температуры резистора $R6$ больше чем для $R12$, поэтому и уровень полезного сигнала с $R6$ выше. В целом же, испытания показали, что уровень полезных сигналов с обоих резисторов достаточен для устойчивой регистрации и последующей обработки с необходимой точностью.

На рисунке 12 показана избыточная температура резистора $R6$ $\delta T_{R6} = T_{R6} - T_{amb}$ как функция массового расхода воздуха Q в случае средней избыточной температуры нагревателя $\bar{T}_h - T_{amb} = 100\text{K}$. Как следует из этого рисунка, данная зависимость может быть использована для получения характеристики преобразования датчика в диапазоне массовых расходов 0-125 кг/ч.

Экстраполируя полученные данные, можно говорить об отсутствии сложностей обработки выходного сигнала датчика при измерении массового расхода воздуха вплоть до значений 500 кг/ч. Действительно, современные электронные преобразователи обеспечивают возможность обработки входных сигналов в несколько мВ с точностью до 0,1%.

К сожалению, используемый испытательный стенд не формирует высокоскоростные воздушные потоки, соответствующие массовым расходам 125 - 500 кг/ч, что не позволяет провести испытания датчика в этом диапазоне. Однако можно утверждать, что при использовании в частности измерительного терморезистора $R6$, расположенного по течению до нагревателя, уровень выходного сигнала обеспечит необходимую точность в измерении массового расхода в диапазоне 125-500 кг/ч. Для работы датчика согласно только термоанемометрическому принципу возможно сформировать новую достаточно

простую топологию микросенсора, соответствующую этому принципу измерения и позволяющую определять как массовый расход воздуха так и направление потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными результатами выполненной работы являются опытный образец датчика массового расхода воздуха и результаты испытаний согласно времяпролётному, термоанемометрическому и калориметрическому принципу измерений.

Изготовленный опытный образец датчика массового расхода газа имеет габаритно-присоединительные размеры аналогичные датчикам массового расхода воздуха для автомобильных двигателей и характеристику преобразования, согласующуюся с серийно выпускаемыми датчиками с аналоговым выходным сигналом в виде напряжения.

Результаты испытаний показали, что для сформированной топологии сенсора применение разработанного датчика согласно времяпролётному принципу измерений затруднительно. Однако, полученные экспериментальные данные показали техническую возможность и пути реализации времяпролётного принципа измерения в датчике массового расхода воздуха. Испытания разработанного датчика согласно калориметрического принципу свидетельствуют о возможности высокоточных измерений массового расхода воздуха в диапазоне от 0 до 60 кг/ч. В этом случае получено качественное согласие результатов использования ранее разработанной нами аналитической модели [4] и результатов настоящих испытаний. Работа датчика согласно термоанемометрическому принципу существенно расширяет диапазон измеряемых величин массового расхода воздуха и позволяет получать надёжные данные о величине расхода.

В целом, полученные результаты важны для разработки, производства и оптимизации датчиков массового расхода газа и позволяют самостоятельно, используя производственные мощности НПО Автоматики имени академика Н. А. Семихатова, производить промышленное производство подобных датчиков. Разработанный образец датчика массового расхода воздуха может стать конкурентно способным российским аналогом датчику Bosch HFM. Подробная информация о представленной научно-исследовательской работе содержится в отчёте [7].

*Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы,
Государственный контракт № П 360.*

ЛИТЕРАТУРА

1. Fleming W. J., Overview of Automotive Sensors, IEEE Sensors Journal **1**(4), 296–308 (2001).
2. Marek J., Illing M. Microsystems for the Automotive Industry, Proc. International Electron Devices Meeting, San Francisco, CA, 3–8 (2000).
3. <http://www.bosch.com>.
4. Сажин О.В., Первушин Ю.В. Микросенсор потока теплового типа для датчика массового расхода воздуха. Научное приборостроение.
5. Первушин Ю.В. «Способ настройки измерительного преобразователя», Патент РФ **2343420** (2006).
6. Elwenspoek M.C. Thermal flow micro sensors. In: Proceedings of the 1999 International Semiconductor Conference (CAS '99), 05-09 Oct 1999, Sinaia, Romania. pp. 423-435, (1999).
7. Сажин О.В., Сычугов Е.М., Первушин Ю.В. и др. Научно-технический отчёт о выполнении II этапа Государственного контракта № П360 «Изучение тепломассопереноса в микро-и наноэлектромеханических системах с целью разработки и создания недорогостоящих датчиков массового расхода жидкости и газа», 177 с., 2010.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рисунок 1 — Топология сенсора.

Рисунок 2 — Изображение сенсора в ультрафиолетовом диапазоне спектра.

Рисунок 3 — Расположение сенсора в измерительном канале.

Рисунок 4 — Схематичное изображение испытательного стенда: 1 - регулируемая система нагнетания воздуха; 2 - поток воздуха; 3 – нагреватель воздуха; 4 – заслонка грубой регулировки потока; 5 – заслонка точной регулировки потока; 6 – испытуемый датчик; 7 – эталонный датчик; 8 – измерительные приборы.

Рисунок 5 — Схема коммутационной платы.

Рисунок 6 — Напряжение V на резисторах $R12$ (нагреватель) и $R8$ (измеритель) как функция времени t в случае отсутствия и наличия потока воздуха, где Q – массовый расход воздуха.

Рисунок 7 — Температурное распределение в мембране в единицах избыточной температуры $T - T_{amb}$, где T_{amb} – температура окружающей среды, для различной величины температуры нагревателя T_h в случае отсутствия потока воздуха.

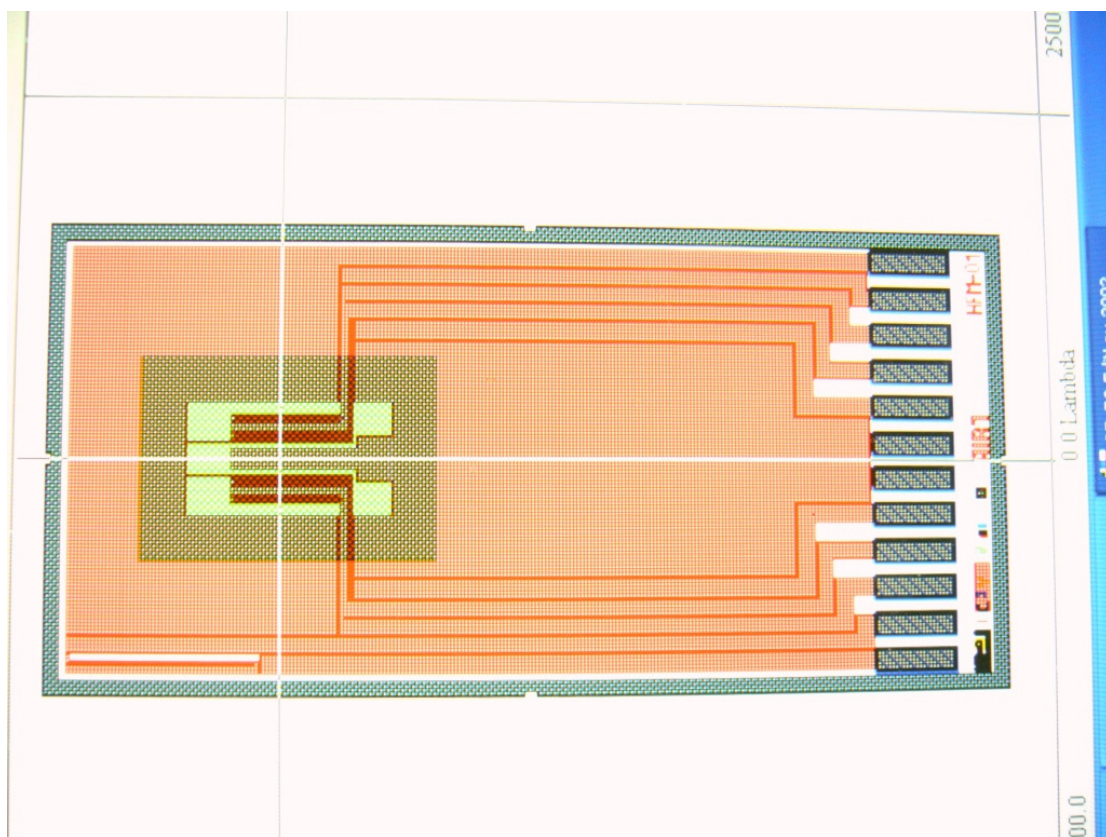
Рисунок 8 — Температурное распределение в мембране в единицах избыточной температуры $T - T_{amb}$, где T_{amb} – температура окружающей среды, для различной величины массового расхода воздуха Q в случае средней избыточной температуры нагревателя $\bar{T}_h - T_{amb} = 141\text{K}$.

Рисунок 9 — Избыточная температура терморезисторов $\delta T_R = T_R - T_{amb}$ как функция массового расхода воздуха Q .

Рисунок 10 — Разница температур ΔT пар, симметрично расположенных относительно нагревателя, резисторов $R7$, $R6$ и $R8$, $R12$ как функция массового расхода воздуха Q .

Рисунок 11 — Изменение температуры резисторов $\Delta T_R = T_R - T_R(Q=0)$ как функция массового расхода воздуха Q в случае средней избыточной температуры нагревателя $\bar{T}_h - T_{amb} = 141\text{K}$.

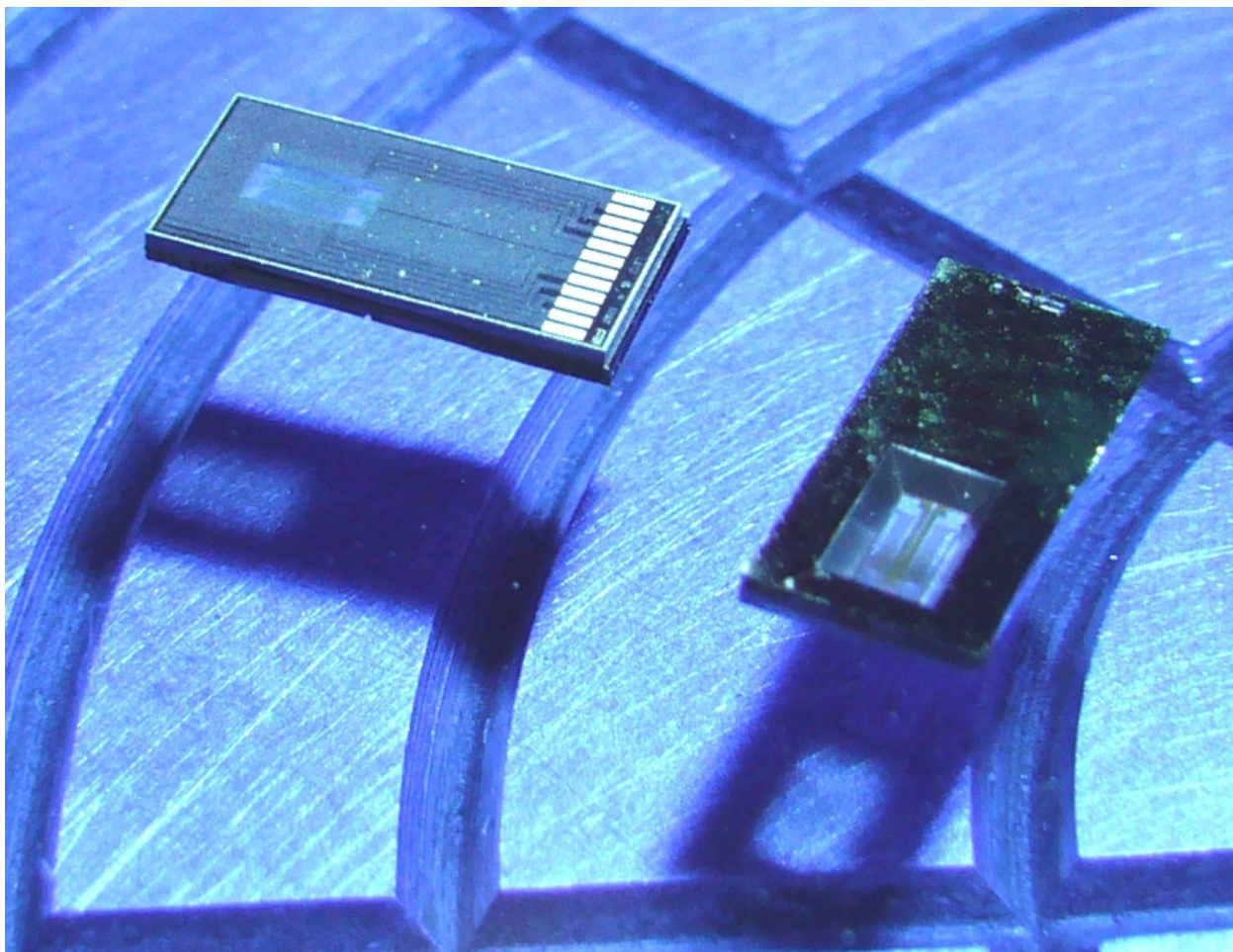
Рисунок 12 — Избыточная температура резистора $R6$ $\delta T_{R6} = T_{R6} - T_{amb}$ как функция массового расхода воздуха Q в случае средней избыточной температуры нагревателя $\bar{T}_h - T_{amb} = 100\text{K}$.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин, Ю.В. Первушин

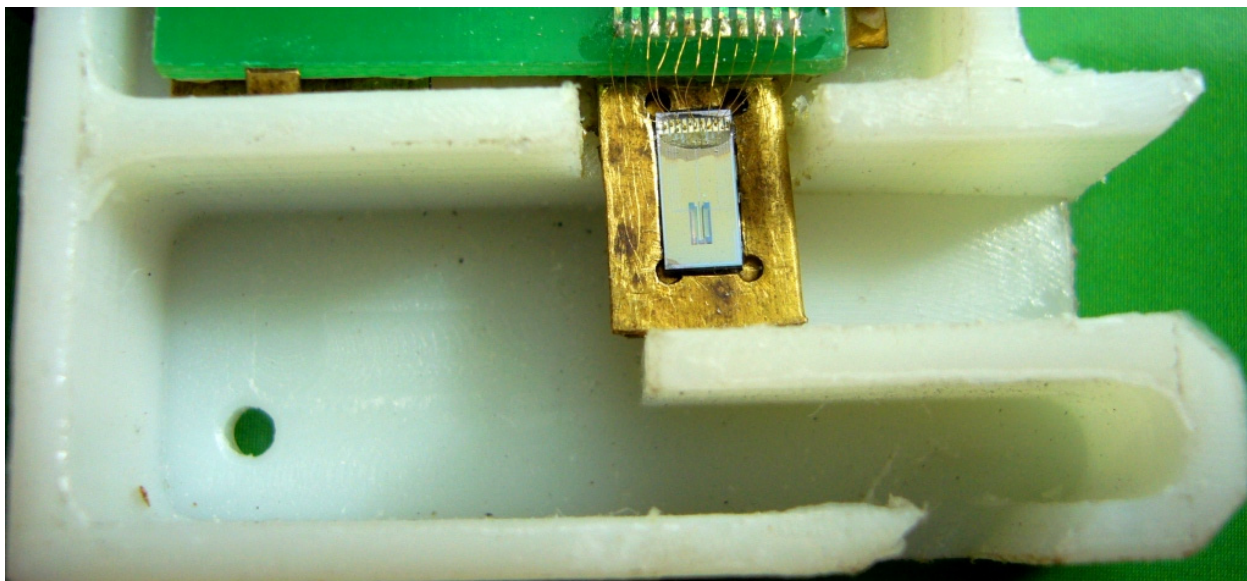
Рисунок 1.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин, Ю.В. Первушин

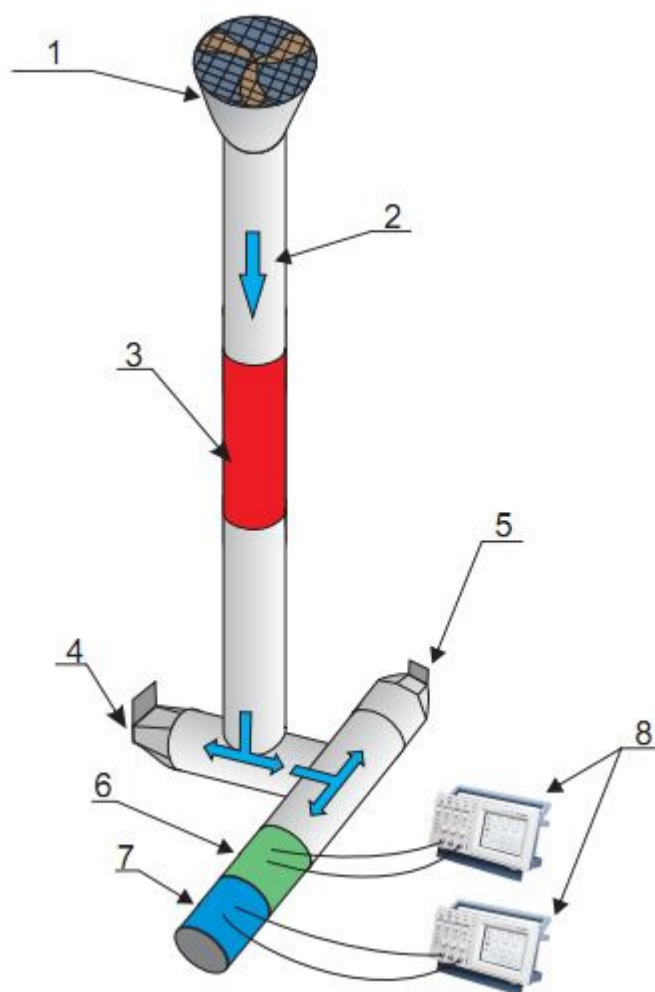
Рисунок 2.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин, Ю.В. Первушин

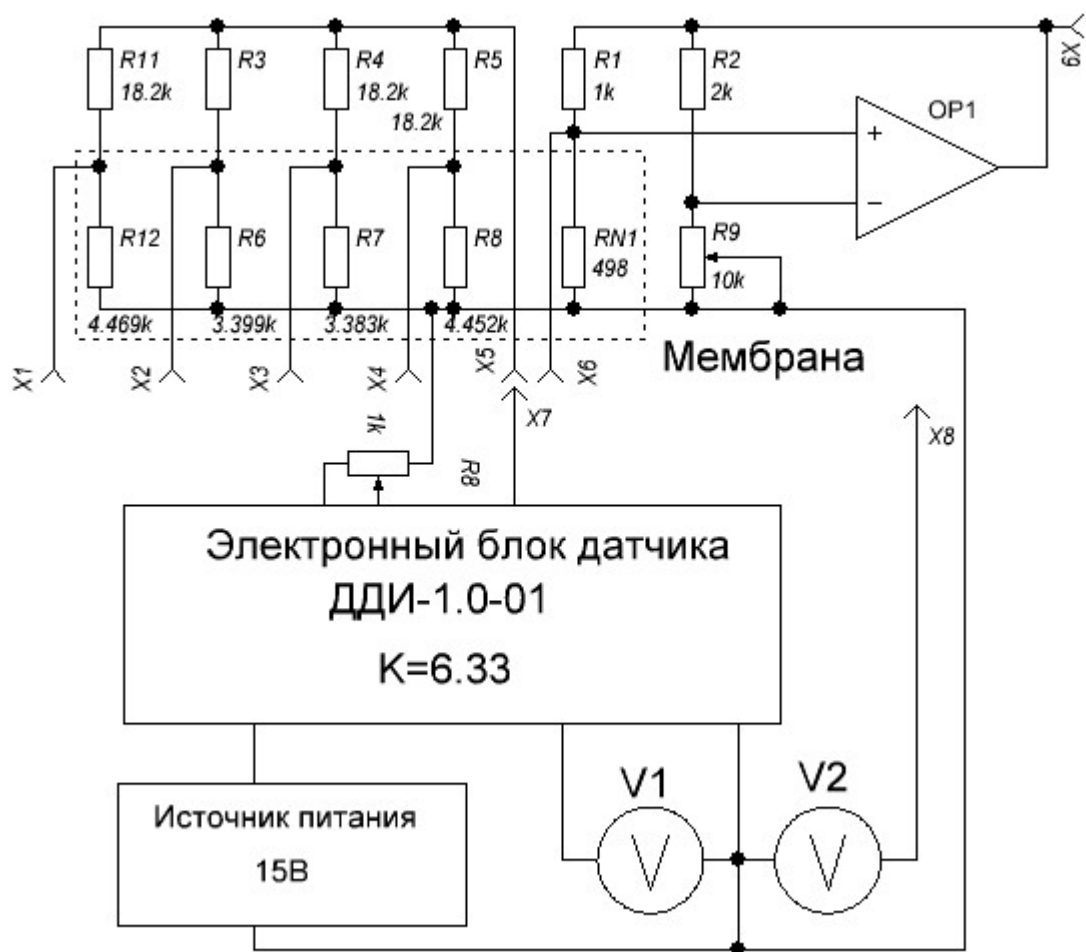
Рисунок 3.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин, Ю.В. Первушин

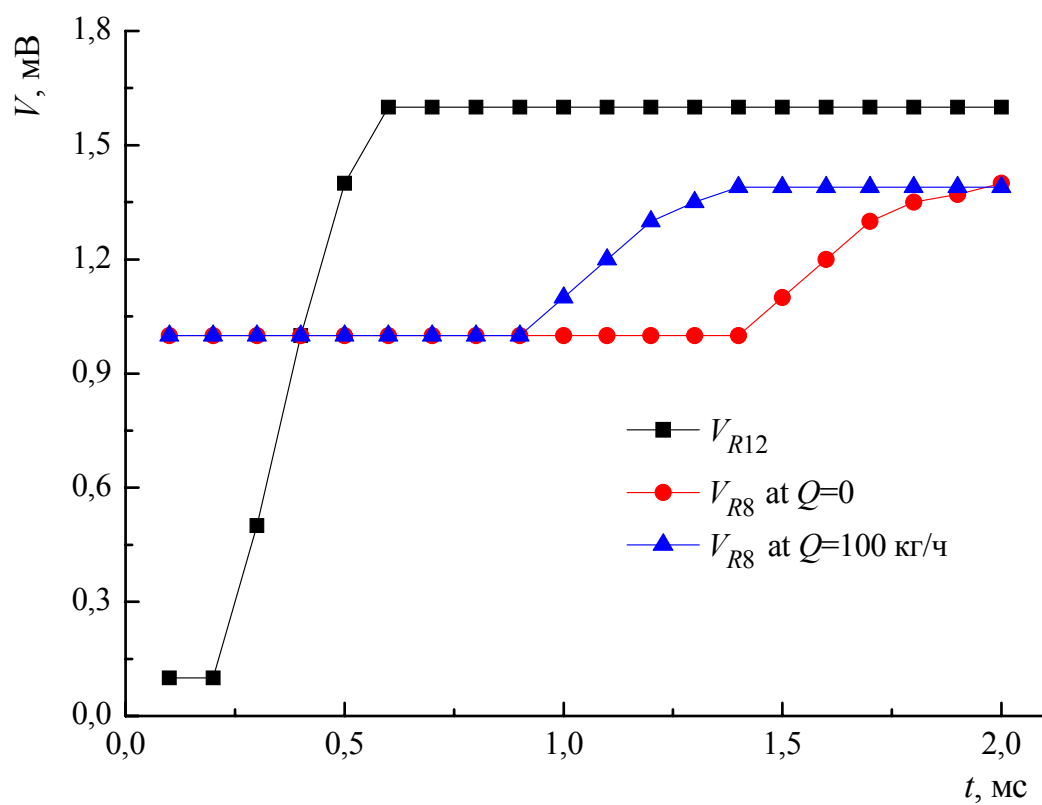
Рисунок 4.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин, Ю.В. Первушин

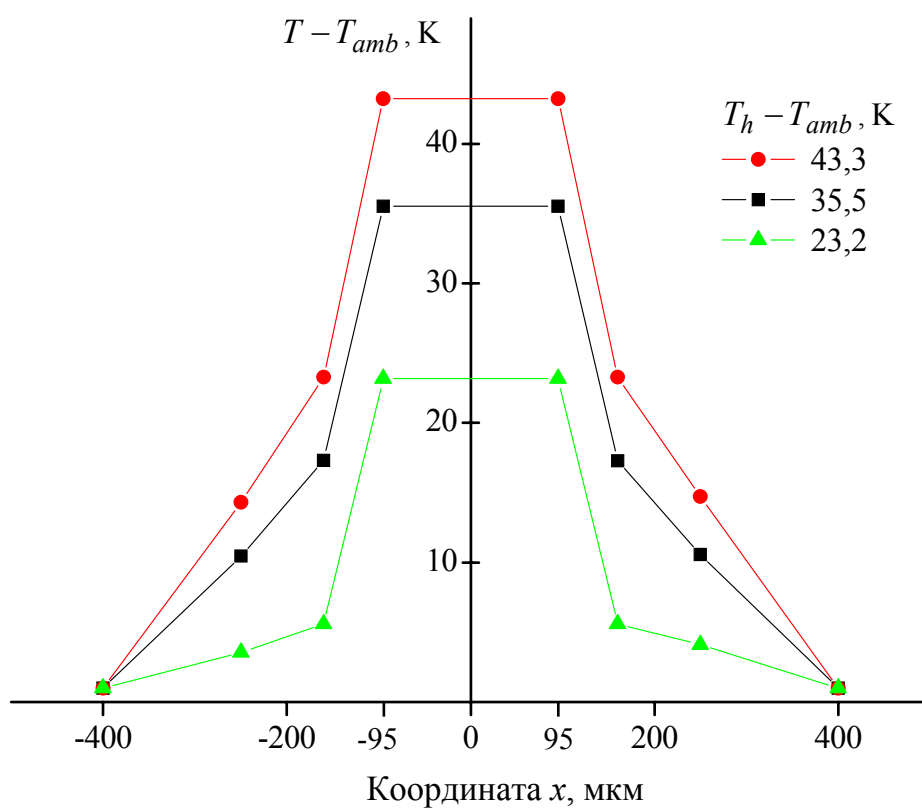
Рисунок 5.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин, Ю.В. Первушин

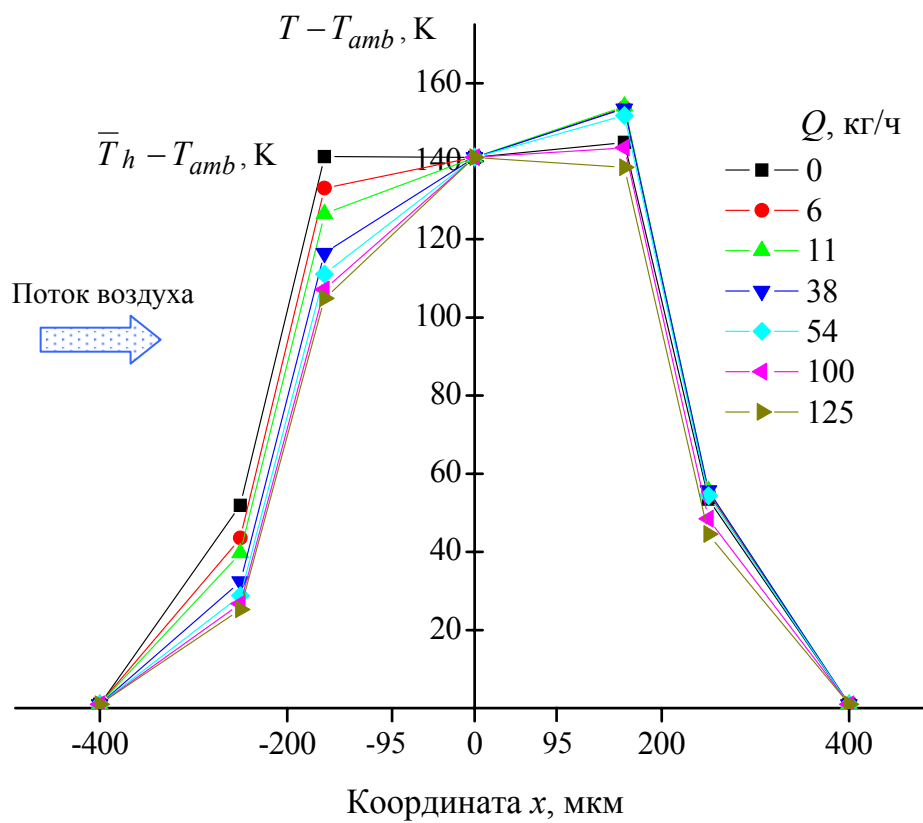
Рисунок 6.



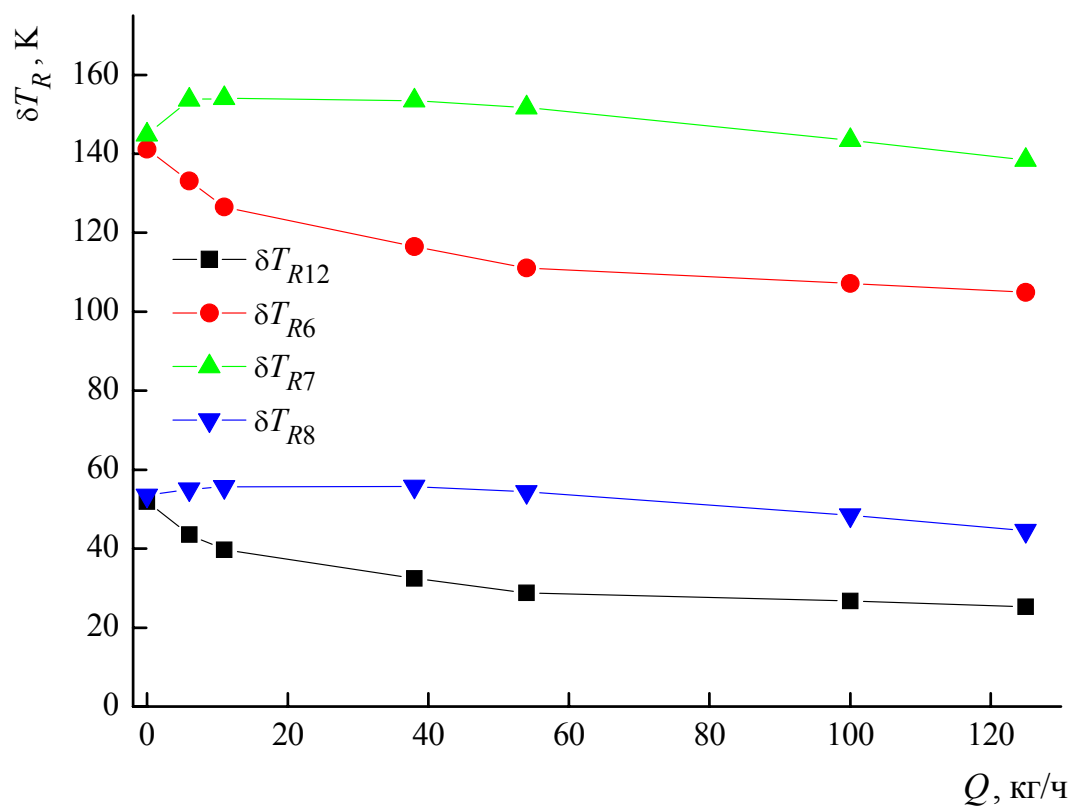
Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа

О.В. Сажин, Ю.В. Первушин

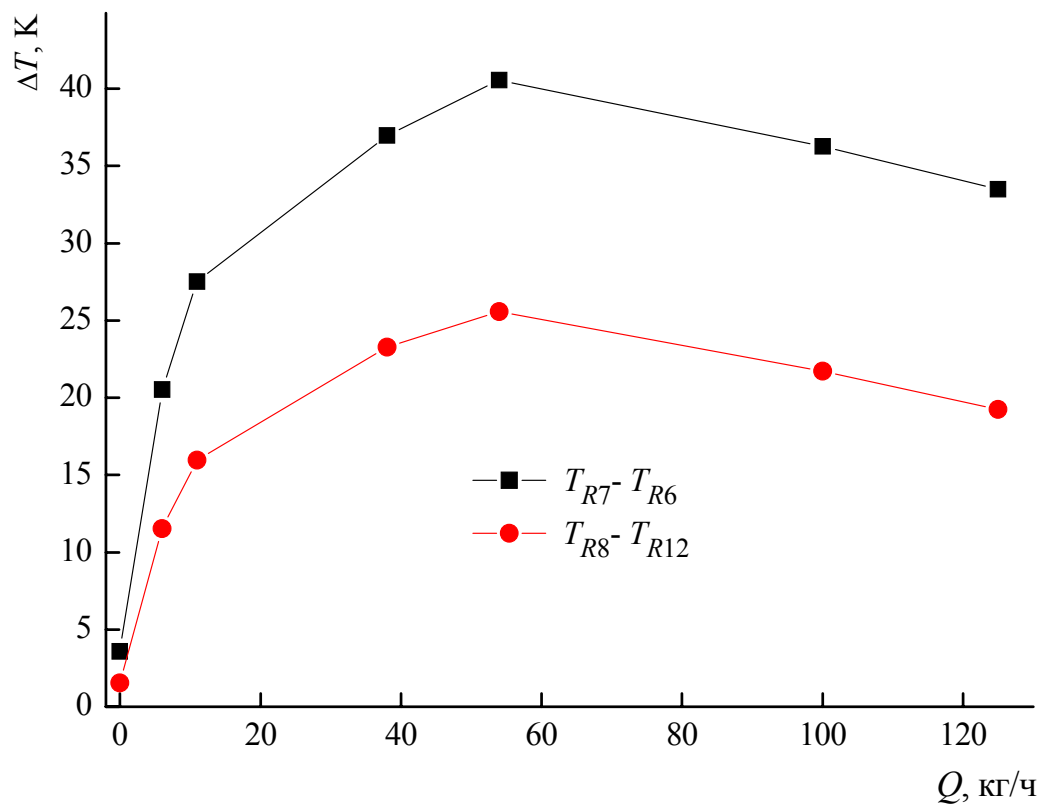
Рисунок 7.



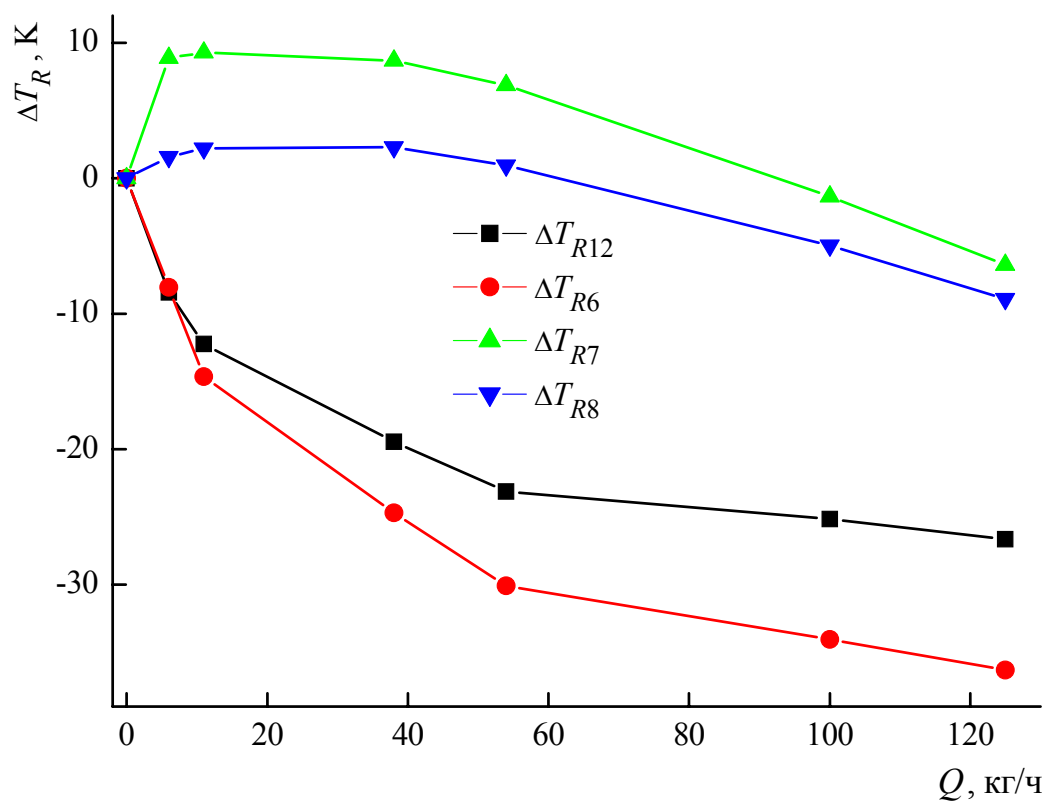
Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа
 О.В. Сажин, Ю.В. Первушин
 Рисунок 8.



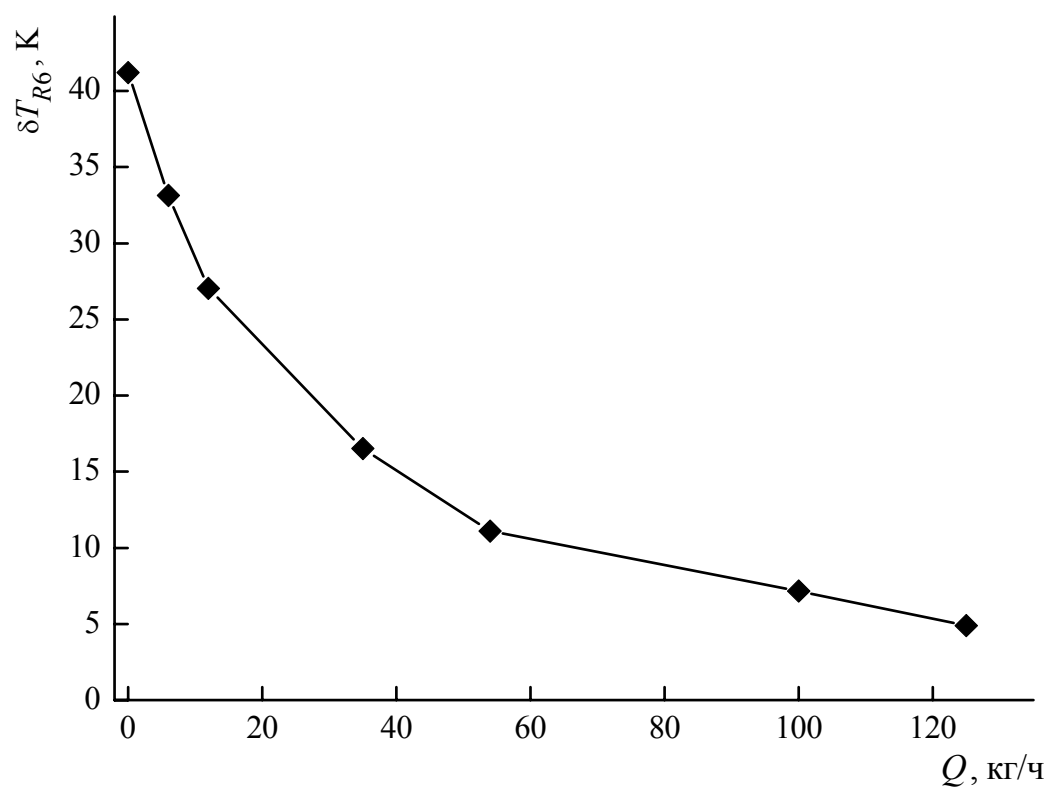
Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа
 О.В. Сажин, Ю.В. Первушин
 Рисунок 9.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа
 О.В. Сажин, Ю.В. Первушин
 Рисунок 10.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа
 О.В. Сажин, Ю.В. Первушин
 Рисунок 11.



Датчик массового расхода воздуха для автомобильной промышленности на основе микросенсора потока теплового типа
О.В. Сажин, Ю.В. Первушин
Рисунок 12.

Mass air flow meter for the automotive industry on base of the flow micro sensor of thermal type

O.V. Sazhin¹, Yu.V. Pervushin²

¹ Ural State University, 620083 Ekaterinburg

² Scientific and Production Association of automatics named after academician N.A..Semikhatov,
620075 Ekaterinburg

oleg.sazhin@uralmail.com

On the base of the micro sensor of thermal type the pre-production model of the air mass flow meter for the automotive industry is developed and made. The design and the manufacturing technology of a micro sensor are described. The procedure and results of tests of the mass flow meter are presented.

Keywords: thermal flow sensor, mass flow rate, heat mass transfer, mass flow meter, MEMS.

Контакты:

Сажин Олег Владимирович

Уральский государственный университет имени А.М.Горького,

620083 Екатеринбург, Россия

сот. тел. 89049833920

oleg.sazhin@uralmail.com

УТВЕРЖДАЮ
Проректор по научной работе
ГОУ ВПО «УрГУ»

_____ А.О. Иванов
(подпись)

«29» апреля 2011 г.

**Экспертное заключение
о возможности опубликования**

Я, председатель экспертной комиссии

Научно-исследовательского института физики и прикладной математики

Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Уральский государственный университет им. А.М.Горького»,
рассмотрев

научную статью « Pressure-driven flow of rarefied gas through a slit
at a various pressure ratios »

старшего научного сотрудника Сажина Олега Владимировича,

представленную в американский журнал «Journal of Vacuum Science and Technology A»
(JVST A)

подтверждаю, что в материале не содержатся сведения, относящиеся к государственной тайне. Материал не патентоспособен и не содержит сведений конфиденциального характера и «ноу-хау».

Заключение: это позволяет мне сделать заключение, что рассмотренный материал
может быть опубликован в открытой печати.

Председатель комиссии

Начальник управления

научных исследований и инновационных программ _____ В.Н. Ларионов
(подпись)

Главный специалист ОНТИ УНИ _____ Н.П. Невраева
(подпись)

Начальник Первого отдела _____ А.Г.Гришин
(подпись)

Oleg Sazhin

От: <jvst@jvst.org>
Кому: <oleg.sazhin@uralmail.com>
Отправлено: 29 июня 2011 г. 23:20
Тема: JVSTA-A-11-189 Editor Assigned

Dear Dr. SAZHIN,

On June 29, 2011, I received your manuscript entitled "Pressure-driven flow of rarefied gas through a slit at a various pressure ratios".

Your manuscript has been assigned the Manuscript #JVSTA-A-11-189.

I have asked one of our editors to assist me with the peer review of your manuscript.

I will contact you as soon as this process is complete.

In the interim, you may check on the status of this manuscript by selecting the "Check Manuscript Status" link at the following URL:

[http://jvsta.peerx-press.org/cgi-bin/main.plex?
el=A6CA4RYw7A7qNS5F7A9DUhW4HuqFDsXDYJTov3H4wZ](http://jvsta.peerx-press.org/cgi-bin/main.plex?el=A6CA4RYw7A7qNS5F7A9DUhW4HuqFDsXDYJTov3H4wZ)

Thank you for submitting your work to JVST A: Journal of Vacuum Science and Technology.

Sincerely,

Eray S. Aydil
Editor-in-Chief
Journal of Vacuum Science and Technology
University of Minnesota
Department of Chemical Engineering & Material Science
151 Amundson Hall
421 Washington Ave. SE
Minneapolis, MN 55455-0132
e-mail: jvst@jvst.org

Pressure-driven flow of rarefied gas through a slit at a various pressure ratios

O. Sazhin

Ural State University, 620083, Ekaterinburg, Russia

E-mail: oleg.sazhin@uralmail.com

Pressure-driven flow of rarefied gas through a slit is studied numerically using the direct simulation Monte Carlo method. Gas mass flow rate through a slit and gas flow field are computed. Computations are performed for various values of the pressure ratio over a wide range of the gas rarefaction. A dependency between the mass flow rate, the flow field characteristics and the gas rarefaction degree, the pressure ratio value is established. In addition, the existence of the shock waves within a flow field in a hydrodynamic regime of the gas flow is discussed.

PACS: 47.45.Gx, 47.60.Dx

INTRODUCTION

Pressure- and temperature-driven gas flows in the micro- and nanoscale are actively studied and provide many practical applications for the contemporary industry. As an example, deep understanding of the rarefied gas flow features is important in the process of development and manufacturing of so-called micro- and nano-electro-mechanical systems (MEMS/NEMS), such as micro-turbines, micro- and nano-separators, micro-pumps, micro-gyroscopes, thermal flow micro-sensors, micro heat-pipes, micro total analysis system (or lab-on-a-chip system), etc. [1-3].

The gas flow scale can be quantified by using the Knudsen number (Kn). Kn describes the degree of the gas rarefaction and is defined as the ratio of the mean free path of gas molecules to the characteristic size of the device. For instance, in order to calculate the air flow at the normal atmospheric pressure in the device of characteristic size of 1 μm , gas flow should be modeled at $\text{Kn}=0.07$. In general, Kn varies depending on the gas pressure and the device size, and thus it is important to perform corresponding studies over the wide range of Knudsen numbers.

Pressure-driven gas flow significantly depends on the value of pressure ratio. There are two extreme cases when describing the pressure-driven flow of rarefied gas. When the pressure ratio is extremely small (i.e. when the pressure in the downstream container is negligible in comparison to the pressure in the upstream) the gas expands into vacuum. In this case, due to essential nonequilibrium in the gas flow field nonlinear kinetic equations and the direct simulation Monte Carlo (DSMC) method should be used to calculate the rarefied gas flow [4].

When pressure ratio is close to 1, the gas flow is considered fully developed, and linearized kinetic theory methods are deemed appropriate. In particular, linearized models of the integral differential Boltzmann equation are successfully used for calculating of the rarefied gas flow caused by a small pressure difference, through long straight capillaries [5].

We think the studies of pressure-driven flow of rarefied gas have the most applicability in practice in the case of small and intermediate pressure ratio values because these are the cases most applicable to the real microfluid devices.

Until recently not much data regarding the pressure-driven flow of rarefied gas through a slit was available in open literature. A series of separate and very specific cases in this field have been studied theoretically. In Refs. [6,7] the pressure driven gas flow through a slit is studied at high Knudsen number values. Authors of Refs. [8,9] studied the case when pressure ratio value is close to 1.

By using DSMC method, the gas flow through a slit at the high and intermediate Knudsen number values for very small and intermediate pressure ratios have been computed [10,11]. However, limitations of then-contemporary computers influenced the precision of the results. Indeed, these studies operate with only $5 \cdot 10^4$ and 10^5 of model particles, respectively. Today, the computation clusters are raising the bar to 10^8 particles in a single-pass computation, far more when the parallel computations are used. Thus, extremely resource-hungry DSMC method can be more productive at present.

Using DSMC method, we were the first to provide a detailed study of rarefied gas flow through a slit into vacuum [12]. We obtained the values of the mass flow rate over the wide range of Knudsen numbers, scrupulously studied the flow field – particularly the distribution of such gas macro-parameters as density, temperature and mass velocity and established the gas streamlines. Besides that, we studied the influence of gas-surface scattering and gas molecule-molecule interaction on the mass flow rate [13].

Later, our results [12] were confirmed by a reliable study [15]. This study also employs the direct simulation Monte Carlo method, though an alternative method implementation has been used. In particular, the study [15] uses no-time-counter scheme [16] for the particles collision modelling in a cell, while our work [12] is based on the majorant frequency scheme [17]. The study [15] applies the same simulation parameters to all cases, whereas we set parameters depending on the gas rarefaction degree. Additionally, we applied the sub-cell and weight-factor procedures in the simulation.

As an example, figure 1 demonstrates computation results of dimensionless mass flow rate through a slit over a wide range of gas rarefaction in the case of gas expanding into the vacuum according to Refs. 12 and 15. The figure implies that our results [12] obtained earlier are

fully supported by the computation data of Ref. 15. This makes us hope for the high reliability of results presented herein, as it represents further development of our earlier studies [12-14].

THE PROBLEM STATEMENT

In present paper, as before, we are studying the stationary gas flow through a slit, caused by different pressure values on the slit sides. Figure 2 shows the flow configuration and coordinate system. Far from the slit, the equilibrium gas located upstream has pressure P_1 and temperature T_1 ; equilibrium gas that located downstream has pressure $P_2 < P_1$ and an equal temperature.

The width of the slit w is significantly greater than its height h . In this case, we can assume that the gas macro-parameters distribution is spatially uniform along X-axis. We also assume that the gas flow field is symmetric in relation to the central line of the slit which coincides with the Y-axis. We compute the mass flow rate Q per unit of the slit width. As before, we represent the computational results as $Q^* = Q/Q_{fm}$, whereas Q has been computed for various pressure ratios P_2/P_1 and the gas rarefaction parameter δ , and Q_{fm} is the mass flow rate in the free molecular limit ($\delta \rightarrow 0$) in the case of gas expanding into the vacuum ($P_2/P_1 = 0$).

The value of Q_{fm} can be calculated analytically as $(h \cdot P_1)/(\sqrt{\pi} \cdot v_1)$, where v_1 is the most probable molecular velocity upstream far from the slit. The rarefaction parameter δ defined as $\delta = (h \cdot P_1)/(\mu_1 \cdot v_1)$, where μ_1 is gas viscosity at temperature T_1 . The rarefaction parameter δ is inversely proportional to the Knudsen number, which is defined for the slit as $Kn = \lambda/h$, where λ is mean free path of gas molecules. Since we've already studied the influence of the gas-surface scattering and the gas molecule-molecule interaction on the rarefied gas flow through a slit in Ref. [13], this time we are using simple models: diffuse scattering and model of hard spheres.

The aim of present study is to compute mass flow rate and flow field for pressure-driven gas flow through a slit at various pressure ratios over a wide range of gas rarefaction. We performed computations for the rarefaction parameters, within which gas flow regimes range from free molecular to hydrodynamic, at the following values of pressure ratio $P_2/P_1 = 0.1; 0.5$ and 0.9 . The uncertainty of the results did not exceed 0.5% for the pressure ratio $P_2/P_1 = 0.1; 0.5$ and did not exceed 1% for $P_2/P_1 = 0.9$.

MAIN RESULTS

Fig. 3 presents computed values of the dimensionless mass flow rate Q^* through a slit for the gas rarefaction parameter δ in the range from 0.02 to 200 and pressure ratios $P_2/P_1 = 0; 0.1;$

0.5 and 0.9. Values of Q^* for $P_2/P_1=0$ are taken from our previous study [12]. As figure suggests, in the case of free molecular limit ($\delta \rightarrow 0$) of the gas flow, computed values are in good agreement with the theory expression $Q^*=1-P_2/P_1$, which is deduced from the mutual independence of the gas flows through slit from the upstream area and the downstream one. In the hydrodynamic flow regime (i.e. for the large values of δ), the mass flow rate Q^* reaches the extreme value defined by the P_2/P_1 ratio. In the transition regime, a significant increase of Q^* is observed in the range of the rarefaction parameter δ from 0.2 to 20 for all pressure ratios P_2/P_1 . As the figure demonstrates, higher P_2/P_1 value implies that Q^* increases higher in relation to the corresponding value in free molecular limit.

Fig. 4 shows the distribution of the dimensionless gas macro-parameters along the central line of the slit from $y/h=-5$ to 20 in the following conditions: gas flows through a slit at the pressure ratio $P_2/P_1=0.1$; 0.5 and 0.9 in the case of the rarefaction parameter $\delta=0.1$ (left) and 100 (right). The dimensionless distribution of the number density n/n_1 (where $n_1=P_1/kT_1$ and k is the Boltzmann constant) is shown at the top of the figure, the temperature T/T_1 – at the center part of the figure and the lateral component of mass velocity u_x/v_1 – at the bottom. In general, the figure suggests that the smaller P_2/P_1 leads to higher changes in the gas macro-parameters. When $\delta=0.1$ for all P_2/P_1 values and $\delta=100$ for $P_2/P_1=0.9$, the gas density n monotonically decreases with the coordinate y from n_1 to $n_2=P_2/kT_1$, in contrast to the other two cases for $\delta=100$ at $P_2/P_1=0.1$ and 0.5.

As figure 4 shows, the closer gas flow is to the slit the larger its lateral component of mass velocity, and vice versa; gas temperature, however, demonstrates exactly the opposite behavior. Indeed, gas temperature is a measure of the chaotic motion of gas molecules. Obviously, in the area closer to the slit, gas molecules motion becomes more orderly, directed towards the pressure gradient. Consequently, the gas mass velocity in this area gets higher, and the temperature drops. From the other side, far from the slit both upstream and downstream, the gas is in equilibrium, and the molecules motion is chaotic. Therefore, moving farther from the slit, we observe the mass velocity aspires to zero, and temperature goes to the equilibrium value T_1 .

The case of $P_2/P_1=0.1$ and $\delta=100$ is an interesting one. In this case, as figure 4 suggests, an oscillatory behavior of the downstream gas flow macro-parameters is observed. In particular, there are alternating zones of the compression and rarefaction of the gas.

Similar behavior of gas macro-parameters is observed in the case of supersonic gas flow

into a background gas, see e.g. the recent paper [18]. Such behavior of macro-parameters is determined by the existence of the shock waves within the flow field. Shock wave presents an area where the gas macro-parameters experience an abrupt, nearly discontinuous change. Good example of shock waves is so-called Mach disks - strong shock waves normal to the flow direction within axisymmetric supersonic gas jets in the case of the enough large pressure difference [19].

For the task being discussed, the local Mach number can be defined as $Ma = \sqrt{\frac{6}{5} \frac{(u_Y/v_1)}{(T/T_1)^{1/2}}}$. As figure 4 implies, downstream at y/h about 3 the lateral component of mass velocity u_Y/v_1 and temperature T/T_1 are reaching the values of 1.38 and 0.24, respectively, that corresponds to the Mach number of 3.06. Thus, in the case of $P_2/P_1 = 0.1$ and $\delta=100$, downstream gas flow near the slit becomes supersonic.

Figure 5 shows the distributions of dimensionless gas macro-parameters: density n/n_1 (top), temperature T/T_1 (middle) and the lateral component of mass velocity u_Y/v_1 (bottom) in the yz plane near the slit for the rarefaction parameter $\delta=100$ in the case of the pressure ratio $P_2/P_1 = 0.1$ (top of each of the three elements in the figure) and 0.5 (bottom). As figure indicates, the distributions of the gas macro-parameters significantly depend on the value of pressure ratio P_2/P_1 . For the $P_2/P_1 = 0.5$ case, in the downstream area the gas macro-parameters are changing in a continuous manner, while for the $P_2/P_1 = 0.1$ an abrupt, nearly discontinuous change of the gas macro-parameters is observed. Thus, it could be concluded that the gas macro-parameters behavior we observe in the case of $P_2/P_1 = 0.1$ and $\delta=100$ represents the existence of the shock waves within the flow field.

To complete the picture of the flow field, we present the streamlines for the pressure ratio $P_2/P_1 = 0.1$ (top), 0.5 (middle) and 0.9 (bottom) in the case of the rarefaction parameter $\delta = 0.1$ (top of each of the three elements in the figure) and 100 (bottom) on figure 6. As expected, in the near free molecular regime ($\delta = 0.1$), streamlines are straight and almost symmetric upstream and downstream, regardless of the pressure ratio P_2/P_1 .

In the hydrodynamic flow regime ($\delta=100$), such symmetry is not observed, and the configuration of the streamlines are determined by P_2/P_1 . In particular, for the $P_2/P_1 = 0.1$ case, streamlines are not straight, that can be explained by the existence alternating zones of gas compression and rarefaction. In this case, streamlines indicate the oscillating flow path of the gas. The gas moves toward central line of the slit as it passes through compression zones and moves away in rarefaction zones.

THE CONCLUSION REMARKS

Direct simulation Monte Carlo method is applied to compute the pressure-driven flow of rarefied gas through a slit. The main result of the study are computations of dimensionless mass flow rate Q^* through a slit for the gas rarefaction parameter δ from 0.02 to 200 and the pressure ratios $P_2/P_1 = 0.1$; 0.5 and 0.9. In the case of free molecular regime of the gas flow, the computed values are in good agreement with the theory expression. In the transition flow regime, a significant increase of Q^* is observed in the range of the rarefaction parameter δ from 0.2 to 20 for all pressure ratios P_2/P_1 . In the hydrodynamic regime, the mass flow rate Q^* reaches the extreme value defined by the ratio P_2/P_1 .

The gas flow field is computed, particularly the distributions of such gas macro-parameters as density, temperature and mass velocity are obtained; streamlines are presented. It is shown that gas macro-parameters may change in both continuous and discontinuous manner depending on the gas rarefaction and the pressure ratio. In particular, in the hydrodynamic flow regime at $P_2/P_1 = 0.1$, in the downstream area an abrupt, nearly discontinuous change of the gas macro-parameters is observed. Our hypothesis suggests that such gas macro-parameters behavior is a result of the shock waves within the flow field. If the gas is rarefied enough, the streamlines are straight and almost symmetric upstream and downstream. As the gas becomes denser, symmetry is broken, and the configuration of the streamlines is determined by the pressure ratio value. In particular, for the $P_2/P_1 = 0.1$ case, streamlines indicate the oscillating flow path of the gas, that can be explained by the existence the alternating zones of gas compression and rarefaction.

ACKNOWLEDGMENT

The support by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation through the Federal Target Program "Scientific and scientific-pedagogical personnel of innovative Russia" in 2009-2013 (the State contract no. P360) is gratefully acknowledged.

LITERATURE

1. *The MEMS Handbook*, ed. M. Gad-el-Hak (CRC press, 2002).
2. *Encyclopedia of Micro- and Nano-Fluidics*, ed. Dongqing Li (Springer, NY, 2008).
3. S. Beeby, G. Ensell, M. Kraft, N. White, *MEMS Mechanical Sensors* (Artech House, Inc. 2004).
4. C. Cercignani, *Theory and Application of the Boltzmann Equation* (Scottish Academic Press, Edinburgh, 1975).
5. F. Sharipov and V. Seleznev, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **27**, 657 (1998).
6. J.D. Stewart, *J. Fluid Mech.* **35**, 599 (1969).

7. D.R. Willis, J. Fluid Mech. **21**, 21 (1965).
8. M. Hasegawa and Y. Sone, Phys. Fluids A **3**, 466 (1991).
9. F. Sharipov, Phys. Fluids **8**, 262 (1996).
10. C.H. Chung, T.G. Keith, D.R. Jeng Jr and K.J. De Witt, J. Thermophys. Heat Transfer **6**, 27 (1992).
11. D.C. Wadsworth and D.A. Erwin, Phys Fluids A **5**, 235 (1993).
12. O. Sazhin, J. Exp.Theor. Phys. **107**, 162 (2008).
13. O. Sazhin, J. Exp.Theor. Phys. **108**, 874 (2009).
14. O.Sazhin, AIP Conf. Proc. **1084**, 1147 (2008)
15. F. Sharipov, D. Kozak, J. Vac Sci. Technol. A **27**, 479 (2009).
16. G.A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flow* (Oxford University Press, Oxford, 1994).
17. M.S. Ivanov and S.V. Rogazinskiy, Zh. Vychisl. Mat. Mat. Fiz. **28**, 1058 (1988).
18. N.Menon, B.W.Skews, Shock Waves **20**, 175 (2010).
19. M.L.Norman, K.-H.A.Winkler, Los Alamos Science **12**, spring/summer 1985.

The figure captions

FIG.1. Computation results of dimensionless mass flow rate Q^* through a slit as function of the gas rarefaction parameter δ in the case of gas expanding into the vacuum according to Refs. 12 and 15.

FIG.2. Flow configuration and coordinate system.

FIG. 3. Dimensionless mass flow rate Q^* through a slit as function of the gas rarefaction parameter δ for pressure ratios $P_2/P_1=0; 0.1; 0.5$ and 0.9 .

FIG.4. The dimensionless macroscopic distributions of density n/n_1 (top), temperature T/T_1 (middle) and lateral mass velocity u_Y/v_1 (bottom) along the central line of the slit at the pressure ratio $P_2/P_1 = 0.1; 0.5$ and 0.9 in the case of the rarefaction parameter $\delta=0.1$ (left) and 100 (right).

FIG.5. The dimensionless macroscopic distributions of density n/n_1 (top), temperature T/T_1 (middle) and lateral mass velocity u_Y/v_1 (bottom) in the yz plane near the slit for the rarefaction parameter $\delta=100$ in the case of the pressure ratio $P_2/P_1 = 0.1$ (top of each of the three elements in the figure) and 0.5 (bottom).

FIG. 6. Streamlines for the pressure ratio $P_2/P_1 = 0.1$ (top), 0.5 (middle) and 0.9 (bottom) in the case of the rarefaction parameter $\delta = 0.1$ (top of each of the three elements in the figure) and 100 (bottom).

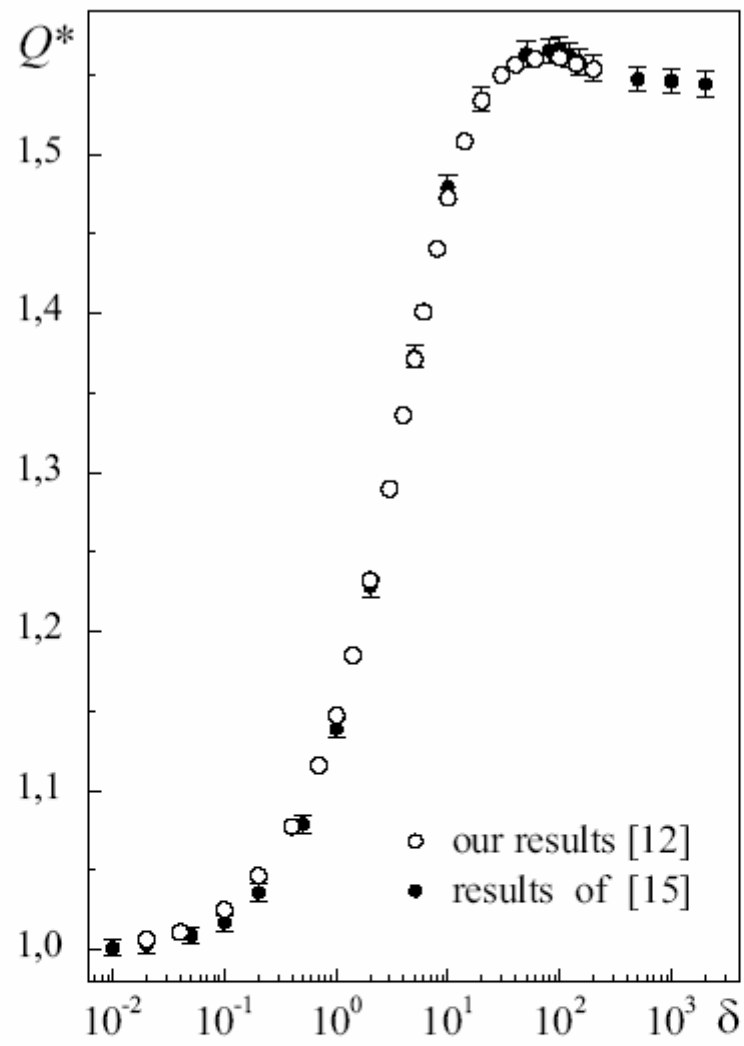


Figure 1.

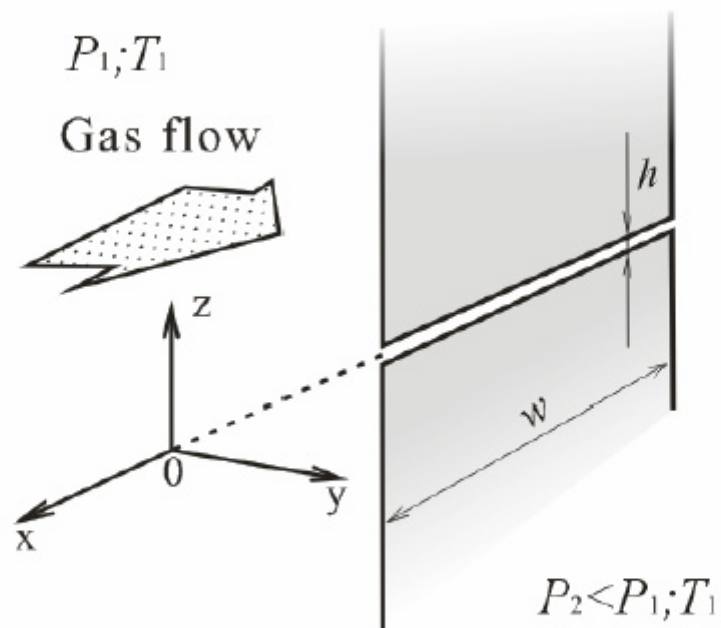


Figure 2.

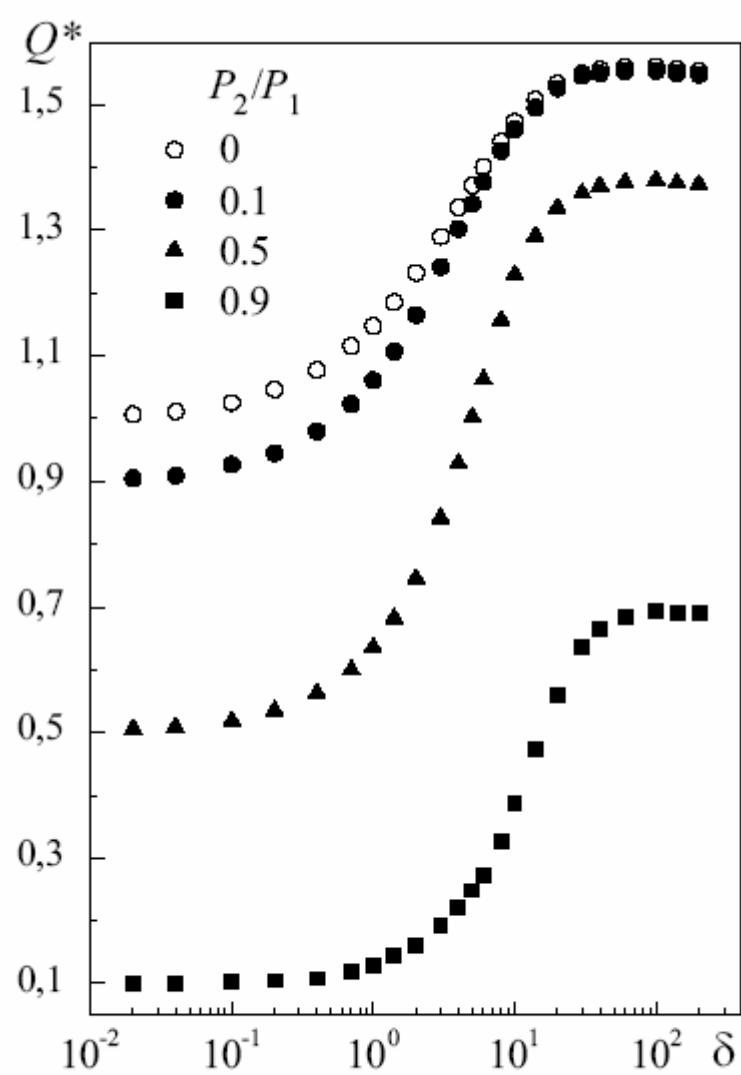


Figure 3.

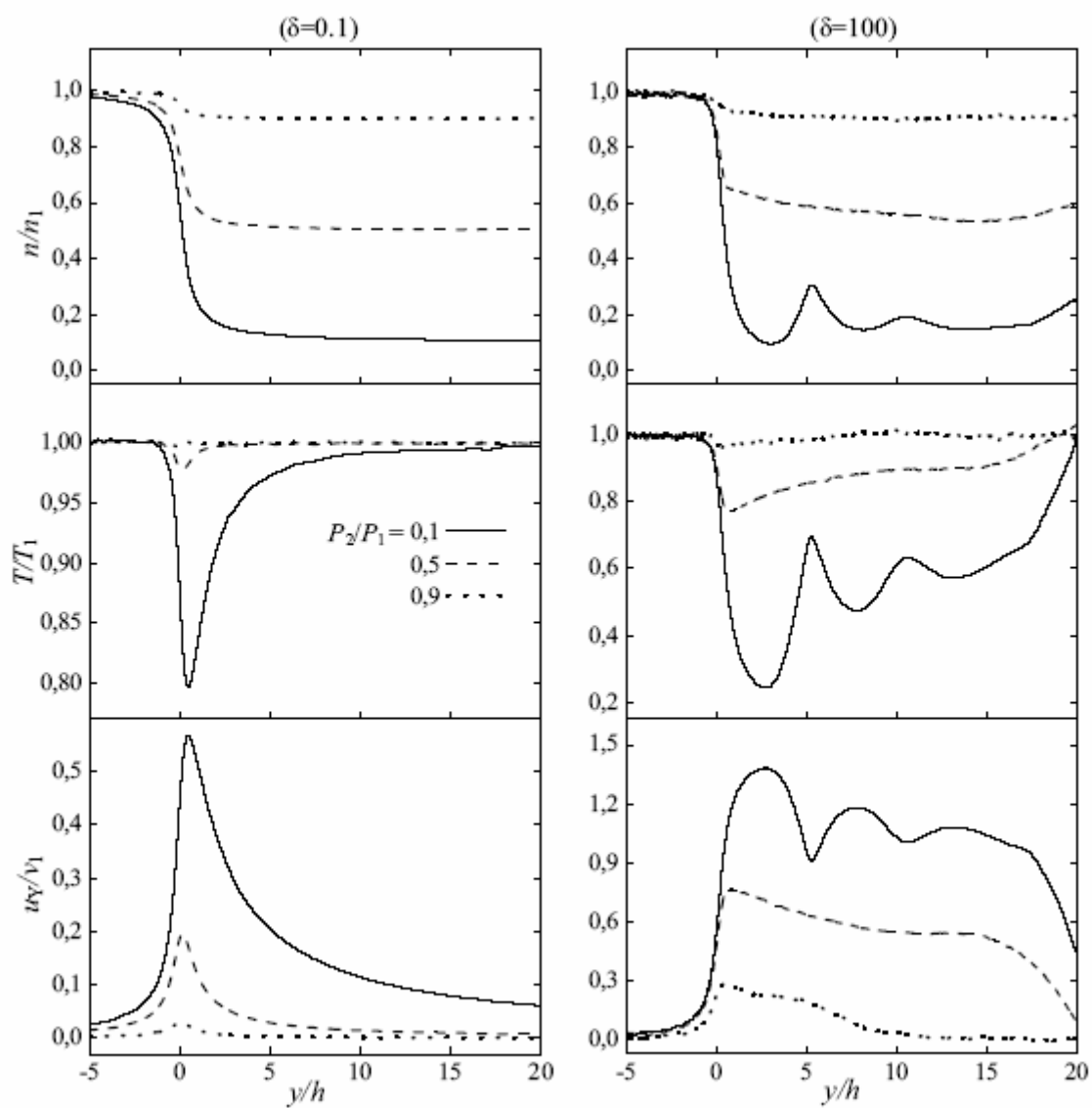


Figure 4.

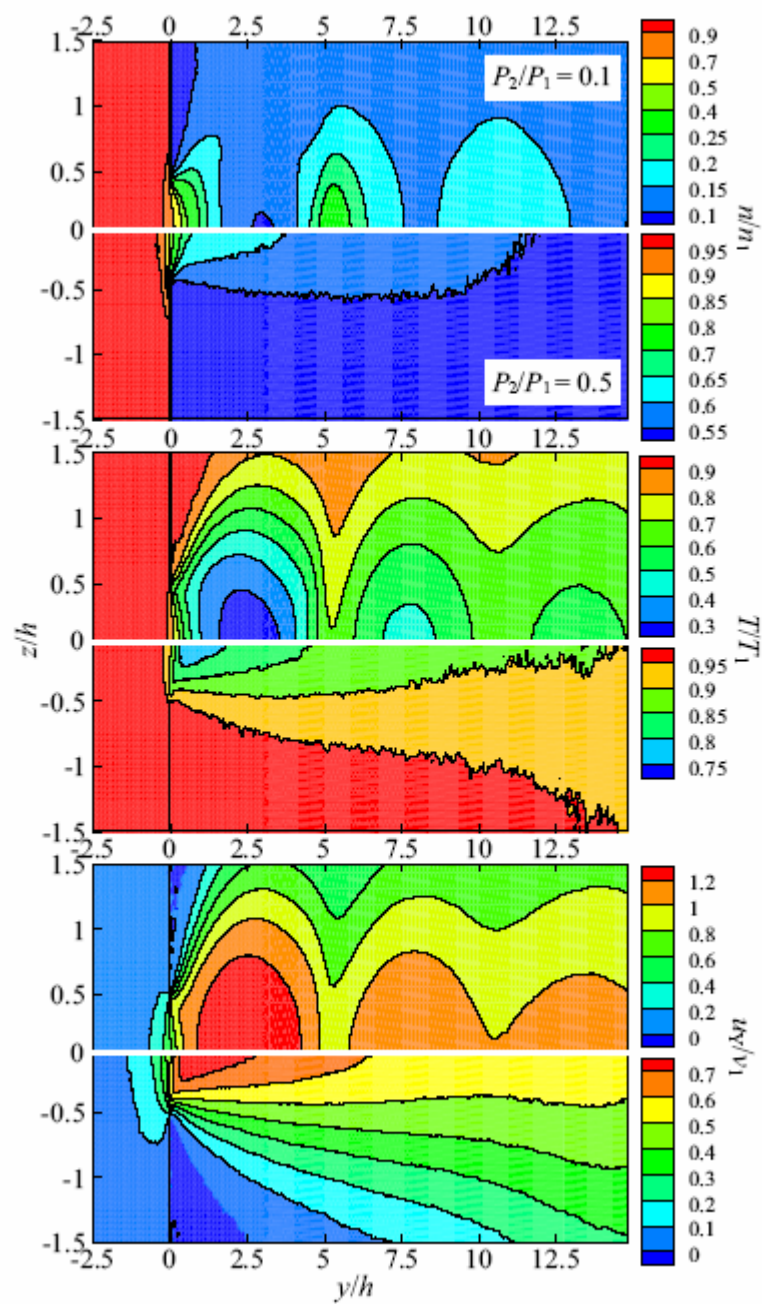


Figure 5.

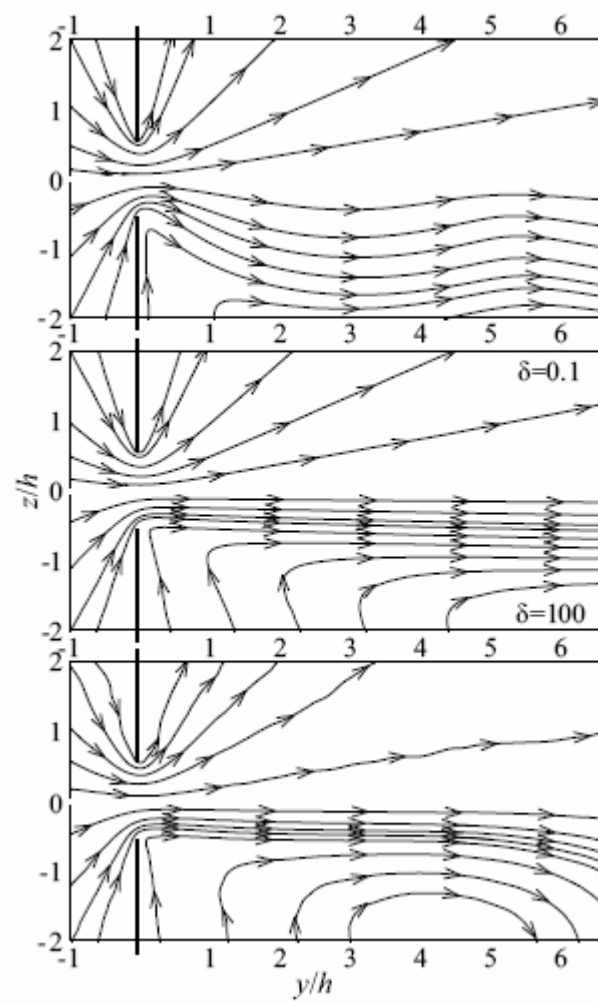


Figure 6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии приложению № 2 «Детализированное Предложение о качестве поисковых научно-исследовательских работ» Государственного контракта № П 360 от 30 июля 2009г. и разделу № 3 «План проведения экспериментальных и теоретических исследований» Научно-технического отчёта о выполнении I этапа Государственного контракта основными результатами III этапа работ по Государственному контракту являются:

- аналитическая модель датчика расхода жидкости теплового типа;
- результаты компьютерного эксперимента «Обтекание тела сложной формы потоком жидкости в канале»;
- определение роли шероховатости поверхности в процессе массопереноса газа в микроканале;
- результаты исследования течения разреженного газа через тонкую щель при различном отношении давлений;
- сенсорное устройство (чувствительный элемент) для датчика расхода жидкости;
- опытный образец датчика расхода жидкости;
- результаты испытаний опытного образца датчика расхода жидкости;
- результаты оптимизации конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика расхода жидкости.

По результатам работ можно сформулировать следующие основные выводы:

- Разработанная аналитическая модель датчика расхода жидкости удовлетворительно описывает полученные в проекте экспериментальные результаты. Модель пригодна для проведения инженерных расчётов.
- Предложенная конфигурация держателя чувствительных элементов датчика расхода жидкости позволяет реализацию дифференциального метода измерения расхода.
- Учёт фактора шероховатости поверхности в расчётах расхода газа через микроканал приводит к согласию расчётных и экспериментальных данных.

- Массовый расход газа через тонкую щель существенно зависит от степени разреженности газа в переходном режиме течения газа. В гидродинамическом режиме течения значение расхода достигает предельного значения, которое определяется величиной отношения давлений с разных сторон щели. В зависимости от степени разреженности газа и отношения давлений макроскопические параметры газа в поле течения могут изменяться как непрерывно так и скачкообразно.
- При соответствующей схеме включения изготовленный чувствительный элемент обеспечивает необходимый набор измерительных функций. Чувствительный элемент прост по конструкции, компактен, универсален по использованию, изготовлен без применения драгоценных металлов, имеет надёжно защищенную поверхность.
- Сборка опытного образца датчика расхода жидкости проста в реализации и включает стандартные производственные операции. Датчик имеет габаритно-присоединительные размеры для установки в трубопроводы, используемые в системе городского водоснабжения.
- Испытания изготовленного датчика расхода жидкости согласно дифференциальному методу измерения показали, что уровень выходного сигнала достаточен для проведения измерений расхода жидкости в широком диапазоне.
- Выполненная оптимизация конструктивно-технологических и функциональных параметров датчика расхода жидкости повысила надёжность получаемых данных о расходе жидкости.

Областью практического применения датчиков расхода жидкости являются машиностроение, энергетика, транспорт, торговля, медицина, горное дело, строительство и др. В частности, созданный опытный образец датчик расхода жидкости разработан для контроля расхода воды в системе городского водоснабжения. В целом, полученные результаты работ по Государственному контракту важны для конструирования, производства и оптимизации датчиков расхода флюида и позволяют самостоятельно производить разработку и

промышленное изготовление подобных датчиков, используя производственные мощности НПО Автоматики имени академика Н. А. Семихатова.

Научно-технический уровень выполненных работ, безусловно, не уступает современному мировому уровню, а по комплексности исследований и разработок опережает аналогичные работы. Полученные результаты выполненных работ полностью соответствуют поставленным целям и срокам реализации, указанным в Государственном контракте.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Elwenspoek, M.C. Thermal flow micro sensors. In: Proceedings of the 1999 International Semiconductor Conference (CAS '99), 05-09 Oct 1999, Sinaia, Romania. pp. 423-435, (1999).
2. Stephen Beeby, Graham Ensell, Michael Kraft, Neil White. *MEMS Mechanical Sensors*. (Artech House, Inc. 2004).
3. H. H. Bruun. Hot-film anemometry in liquid flows. *Meas. Sci. Technol.* **7**, 1301–1312 (1996).
4. Г. Карслоу, Д. Егер. *Теплопроводность твердых тел*. М.: Наука 1964.
5. A.G. Nassiopoulou. Porous silicon for sensor application. in *Nanostructured and Advanced Materials*, A. Vaseashta et al. (eds.), 189–204 (2005).
6. D.N. Pagonis, G. Kaltsas and A.G. Nassiopoulou. Fabrication and testing of an integrated thermal flow sensor employing thermal isolation by a porous silicon membrane over an air cavity. *J. Micromech. Microeng.* **14**, 793–797 (2004).
7. Kaltsas G, Petropoulos A, Tsougeni K, Pagonis D N, Speliotis T, Gogolides E and Nassiopoulou A G. A novel microfabrication technology on organic substrates—application to a thermal flow sensor *J. Phys.: Conf. Ser.* **92** 012046 (2007).
8. www.ansys.com
9. External Flow, Chapter 7, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 6th Edition, by Frank P. Incropera, David P. DeWitt, Theodore L. Bergman, Adrienne S. Lavine (Hardcover, 2007).
10. Maegley W. J., Berman A.S. *Phys. Fluids*. **15**, 780 (1972).
11. Davis, D.H., Levenson, L.L., Milleron, N. Effect of “Rougher-than-Rough” Surface on Molecular Flow through Short Duct. *J. Appl. Phys.* **35**, 529 (1964).
12. Berman S. - *J. Appl. Phys.* **36**, 3356 (1965); **37**, 2930 (1966).
13. Sharipov F., Seleznev V. Data on Internal Rarefied Gas Flow. *J. Phys. Chem.* **27** (3), 1998, pp. 657-706.
14. Баранцев Р.Г. *Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями*. - М.: Наука, 1975, 344 с.
15. Sugiyama W., Sawada T., Nakamori K. Rarefied gas flow between two dimensional surface roughness. *J. Vacuum* **47** (6-8), 791 (1996).

16. Roberts J.K. The exchange of energy between gas atoms and solid surfaces. Proc. Roy. Soc. London. A. **129**, 146 (1930).
17. Породнов Б.Т. *Теоретическое и экспериментальное исследование плоского течения разреженного газа*. Дис. канд. физ.-мат. наук. - Свердловск, 1969. - 230 с.
18. Породнов Б.Т., Суетин П.Е., Борисов С.Ф. Течение газов в плоской щели в широком диапазоне чисел Кнудсена. ЖТФ **40**, 2383 (1970).
19. Топорец А.С. *Оптика шероховатой поверхности*. Л.: Машиностроение, 1988, 191 с.
20. O.V. Sazhin, S.F. Borisov and F. Sharipov, "Accommodation coefficient of tangential momentum on atomically clean and contaminated surfaces", J. Vac. Sci. Technol. A **19**, 2499 (2001). Erratum **20**, 957 (2002).
21. Porodnov B.T., Suetin P.E., Borisov S.F., Akinshin V.D. Experimental investigation of rarefied gas flow in different channels. Fluid. Mech. **64**, 417 (1974).
22. *The MEMS Handbook*, ed. M. Gad-el-Hak (CRC press, 2002).
23. *Encyclopedia of Micro- and Nano-Fluidics*, ed. Dongqing Li (Springer, NY, 2008).
24. S. Beeby, G. Ensell, M. Kraft, N. White, *MEMS Mechanical Sensors* (Artech House, Inc. 2004).
25. C. Cercignani, *Theory and Application of the Boltzmann Equation* (Scottish Academic Press, Edinburgh, 1975).
26. J.D. Stewart, J. Fluid Mech. **35**, 599 (1969).
27. D.R. Willis, J. Fluid Mech. **21**, 21 (1965).
28. M. Hasegawa and Y. Sone, Phys. Fluids A **3**, 466 (1991).
29. F. Sharipov, Phys. Fluids **8**, 262 (1996).
30. C.H. Chung, T.G. Keith, D.R. Jeng Jr and K.J. De Witt, J. Thermophys. Heat Transfer **6**, 27 (1992).
31. D.C. Wadsworth and D.A. Erwin, Phys Fluids A **5**, 235 (1993).
32. O. Sazhin, J. Exp.Theor. Phys. **107**, 162 (2008).
33. O. Sazhin, J. Exp.Theor. Phys. **108**, 874 (2009).
34. F. Sharipov, D. Kozak, J. Vac Sci. Technol. A **27**, 479 (2009).
35. G.A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flow* (Oxford University Press, Oxford, 1994).

36. M.S. Ivanov and S.V. Rogazinskiy, Zh. Vychisl. Mat. Mat. Fiz. **28**, 1058 (1988).
37. N.Menon, B.W.Skews, Shock Waves **20**, 175 (2010).
38. M.L.Norman, K.-H.A.Winkler, Los Alamos Science **12**, spring/summer (1985).
39. Сажин О.В., Сычугов Е.М., Первушин Ю.В. и др. Научно-технический отчёт о выполнении II этапа Государственного контракта № ПЗ60 «Изучение тепломассопереноса в микро-и наноэлектромеханических системах с целью разработки и создания недорогостоящих датчиков массового расхода жидкости и газа», 177 с., 2010.